DOPPELBRECHUNG IN KATHODENZERSTÄUBTEN METALLSCHICHTEN

INAUGURAL-DISSERTATION

ZUR

ERLANGUNG DER DOKTORWÜRDE

MIT GENEHMIGUNG

DER MATHEMATISCH-NATURWISSENSCHAFTLICHEN SEKTION

DER PHILOSOPHISCHEN FAKULTÄT ZU UPPSALA

VORGELEGT

VON

CARL BERGHOLM

LIC. PHIL.

DIE VERTEIDIGUNG WIRD AM 15 SEPTEMBER 1915 UM 10 UHR VORMITTAGS IM PHYSIKALISCHEN HÖRSAAL STATTFINDEN.

UPPSALA 1915

AKADEMISCHE BUCHDRUCKEREI

EDV. BERLING.

DOPPELBRECHUNG IN KATHODENZERSTÄUBTEN METALLSCHICHTEN

INAUGURAL-DISSERTATION

ZUR

ERLANGUNG DER DOKTORWÜRDE

MIT GENEHMIGUNG

DER MATHEMATISCH-NATURWISSENSCHAFTLICHEN SEKTION

DER PHILOSOPHISCHEN FAKULTÄT ZU UPPSALA

VORGELEGT

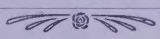
VON

CARL BERGHOLM

LIC. PHIL.

R. UNIV. BIBLIOTHEEK LEIDEN

DIE VERTEIDIGUNG WIRD AM 15 SEPTEMBER 1915 UM 10 UHR VORMITTAGS IM PHYSIKALISCHEN HÖRSAAL STATTFINDEN.



UPPSALA 1915

AKADEMISCHE BUCHDRUCKEREI

EDV. BERLING.

Vorwort.

Die vorliegende Arbeit ist in den Jahren 1913—1915 im hiesigen physikalischen Institut ausgeführt worden. Ein Teil der Resultate der Untersuchung habe ich vorher in den folgenden Aufsätzen veröffentlicht:

»Über Doppelbrechung in kathodenzerstäubten Metallschichten» (vorläufige Mitteilung, Ann. d. Phys. *43*, p. 1, 1914).

»Über die Halbschattenmethode Braces um Phasendifferenzen zu messen». (Ann. d. Phys. *44*, p. 1053, 1914.)

»Polarisation bei geritzten Metallspiegeln im Gebiet der sichtbaren Strahlung.» (Arkiv för mat. astr. och fysik, band 10, n:r 22, sid. 1, 1915.)

Dem Direktor dieses Instituts Herrn Prof. Dr. G. Granqvist, meinem verehrten Lehrer, auf dessen Veranlassung diese Untersuchung ausgeführt worden ist, bringe ich meinen ergebensten Dank für alle wertvollen Ratschläge, die mir zuteil geworden sind, und für sein persönliches Wohlwollen, das meine Studien erleichtert hat.

Uppsala, Juni 1915.

Carl Bergholm.

Inhaltsverzeichnis.

1. *Geschichtliche Übersicht.*

Kap. I. *Der Bracesche Halbschattenkompensator.*

1. Geschichtliche Übersicht.
2. Ableitung der mathematischen Formeln.
3. Die Anordnung der Methode.
4. Verschiedene Methoden um Phasendifferenzen zu messen.
5. Die Justierung und Graduierung des Apparats.
6. Die Empfindlichkeit des Apparats.
7. Das Messgebiet der verschiedenen Methoden.
8. Messung der Amplitudenverhältnisse.

Kap. II. *Doppelbrechung in kathodenzerstäubten Metallschichten.*

1. Die Versuchsanordnung um die Schichten zu bilden und die Herstellung der Schichten.
2. Über kathodenzerstäubten Metallschichten im allgemeinen.
3. Die Doppelbrechung bei geritzten Metallspiegeln.
4. Experimentelle Resultate in Bezug auf kathodenzerstäubte Metallschichten.
5. Diskussion über die Ursache der Doppelbrechung.
6. Die Ursache der Doppelbrechung in den sogenannten »Braun-schen Zerstäubungsgittern».

Zusammenfassung.

1. Geschichtliche Übersicht.

Wenn man eine Glasplatte in ein Entladungsrohr so hineinführt, dass ihre Ebene rechtwinklich zu einer drahtförmigen Kathode ist, erhält man, wenn ein elektrischer Strom durch das Rohr geht, auf der Glasplatte eine dünne, konische Metallschicht, die in Bezug auf der Kathode symmetrisch ist.

Als KUNDT[1] seine klassischen Versuche über die elektromagnetische Drehung der Polarisationsebene des Lichtes in durchsichtigen Metallschichten anstellte, fand er zu seiner grossen Verwunderung, dass kathodenzerstäubte Metallschichten doppelbrechend waren. Betrachtete er nämlich einen solchen konischen Spiegel zwischen gekreuzten Nicols, zeigte sich ein helles Feld durchzogen von einem schwarzen Kreuz. Die Arme des Kreuzes waren immer der Polarisationsebene des Nicolschen Prismas parallel. Die Achsen der Doppelbrechung liegen also radial und tangential. Das Kreuz erscheint sowohl beim Durchgang des Lichtes in ausserordentlich dünnen als beim reflektierten Licht an undurchsichtigen Metallschichten. Es ist also nicht das Glas, das während der Entladung doppelbrechend wird, sondern die Metallschicht selbst zeigt diese Eigenschaft. KUNDT bezeichnet als etwas charakteristisches, dass das Kreuz immer verschwindet, wenn die Schicht in Oxyd verwandelt wird. Durch mehrere verschiedene Versuche weist KUNDT nach, dass weder ungleiches Erwärmen noch mekanischer Zug die Doppelbrechung verursacht. »Es bleibt mithin», sagt er, »nichts anders übrig als anzunehmen, dass die Metallteilchen sich auf der Glasplatte kristallinisch anordnen. Ist die Anordnung der Elektricität auf dem Molecül nicht eine allseitig gleiche, so wird durch die Elektricität der Kathode jedes Molekül während seiner Bewegung gerichtet werden und auf der Glasplatte in einer bestimmte Weise orientiert sich absetzen.»

[1] A. KUNDT, Ann. d. Phys. *27*, p. 59, 1885.

DESSAU[1] stellte fest, indem er die Doppelbrechung einer Metallschicht mit derjenigen, die in einer dilatierten Glasplatte entsteht, vergleichte, dass in durchgehendem Licht die tangentiale Komponente immer grösser Geschwindigkeit hat als die radiale. Bei der Reflexion an der Metallseite aber war die Wirkung eine entgegengesetzte. Als eine Merkwürdigkeit dieser doppelbrechenden Metallschichten erwähnt DESSAU die Umwandlung des Kreuzes in zwei »hyperbelartige» Äste, wenn der Analysator um einen kleinen Winkel gedreht wird.

GRANQVIST[2] wies nach, wie die erwähnte Änderung im Aussehen des Kreuzes sich leicht erklärt, wenn man annimmt, dass die Absorption der beiden Komponenten nicht dieselbe ist. Aus der Lage der Interferenzfigur gelang es ihm auch zu bestimmen, welche der Komponenten am stärksten geschwächt wurde. In *Pt*-, *Fe*- und *Cu*-Schichten fand er, dass die Komponente, welche in der Richtung der Radien grössere Amplitude hat als diejenige, die in der des Tangenten schwingt. Durch Untersuchungen verschiedener Metallschichten in polarisierten Licht fand GRANQVIST, dass die Schichten nicht immer doppelbrechend wurde. Wenn man doppelbrechende Schichten haben will, muss die Verdünnung im Entladungsrohr weit fortgeschritten sein, und die Glasplatte sich in der Nähe der Kathode befinden. In all diesem sieht GRANQVIST eine Stütze für die von KUNDT ausgesprochene Ansicht, dass doppelbrechende Schichten aus orientierten Teilchen gebaut sind. Die ordnende Kraft ist nach ihm das elektrostatische Feld, das sich zwischen der Kathode und der Glasplatte befindet.

Um die Phasendifferenz solcher Metallschichten zu messen wandte KAEMPF[3] die von STOKE[4] angegebene Methode an, die aus einem drehbaren Glimmerkompensator zwischen zwei Nicols besteht. Es gelang ihm, durch Messung nachzuweisen, dass die Phasendifferenz für weisses Licht für *Pt*-Schichten von dem Abstand von der Kathode abhing. Das Maximum der Doppelbrechung war etwa 15 mm von der Kathode entfernt. Aus der gemessenen Phasendifferenz und der Dicke der Schicht berechnete er den Unterschied zwischen Brechungsindex n_t und n_r in tangentialer und radialer Richtung bzw. Der grösste Wert war $n_t - n_r = 0{,}29$. Er

[1] B. DESSAU, Ann. d. Phys. *29*, p. 353, 1886.
[2] G. GRANQVIST, K. Vet.-Akad. Förhandl. *10*, p. 575, 1897.
[3] H. KÆMPF, Ann. d. Phys. *16*, p. 308, 1905.
[4] G. G. STOKE, Phil. Mag. (4) vol. 2, p. 420, 1851.

erhielt auch Spiegel, die stärkere Doppelbrechung zeigten. Diese wandte er jedoch nicht für Messungen an, da sie tangential gehende feine Rissen hatten. In reflektiertem Licht, das senkrecht zu dicken, reinen Metallspiegeln fiel, konnte KAEMPF, im Gegensatz zu DESSAU keine Doppelbrechung konstatieren. KAEMPF nimmt an, dass die Ursache der Doppelbrechung ein radialer mechanischer Zug ist, der die einzelnen Teilchen haben, weil sie mechanisch deformiert und festgehalten werden, wenn sie die Platte treffen. Diese Annahme ist sehr unwahrscheinlich. Die Doppelbrechung ist nämlich am grössten bei Spiegeln, die sehr wenig am Glase haften.

RUMPELT[1] wies experimentell nach, dass eine elastische Spannung nicht die Doppelbrechung verursachen kann. Mit Hilfe der STOKESCHEN Methode mass er die Phasendifferenz und das Amplitudenverhältnis für verschiedene Farben bei *Au-*, *Cu-*, *Ag-* und *Pt*-Schichten. RUMPELT fand, dass die Phasendifferenz bei *Au*, *Cu* und *Pt* die grösste für rot und die kleinste für blau ist. Verschiedene *Ag*-Schichten zeigten verschiedene Wirkung. Hieraus schloss RUMPELT, dass die Phasendifferenz nicht von dem Brechungsexponenten der Metalle abhängt. Dagegen glaubt er, dass der Absorptionskoeffizient eine entscheidende Rolle spielt. Die Resultate, die RUMPELT in Bezug auf den Amplitudeneffekt erhielt, hat er auf die folgende Weise zusammengefasst: »Blau *Ag*-Spiegel immer, sowie die von mir erhaltenen *Au-* und *Cu*-Spiegel absorbieren radial stärker als tangential. Spiegel von *Pt* dagegen absorbieren tangential stärker als radial und ebenso *Fe-* sowie manche *Cu-* und *Au*-Spiegel». RUMPELT hält an der Annahme KUNDTS fest, dass die Metallschichten aus orientierten Teilchen aufgebaut sind. Er nimmt an, dass diese dichter in tangentialer als in radialer Richtung liegen. Auf dieses System wendet er die von WIENER[2] abgeleiteten Formeln für lamellare Doppelbrechung an. Er erhält dann eine Formel, die annähernd seine experimentelle Resultate wiedergiebt.

Bei Beschäftigung mit anderen Untersuchungen haben F. BRAUN[3] und H. AMBRONN[4] einige Annahmen über die Ursache der Doppelbrechung in kathodenzerstäubten Metallschichten ausgesprochen. BRAUN sagt: »Eine ungezwungene Erklärung für die KUNDTsche Beobachtung würde sich ergeben, wenn man annehmen dürfte,

[1] H. RUMPELT, Ann. d. Phys. *28*, p. 621, 1909.
[2] O. WIENER, Phys. Zeitschr. *5*, p. 332, 1904.
[3] F. BRAUN. Ann. d. Phys. *16*, p. 1 und 238, 1905.
[4] H. AMBRONN, Phys. Zeitschr. *8*, p. 665, 1907.

dass die radial orientierten Metallteilchen sich wie Hertzsche Gitter verhalten». Die Ursache dieser Annahme ist, dass Braun durch Zerstäubung von Metalldrähten, die über Glasplatten ausgespannt waren, Metallspiegel hergestellt hat, die eine deutliche Verschiedenheit der Absorption in verschiedenen Richtungen zeigten. Toepler[1] hat nämlich wahrscheinlich gemacht, dass die Struktur solcher Metallschichten an Gitter erinnern. Später hat Braun jedoch seine Ansicht fallen lassen. Er sagt[2]: »Man darf mit *Sicherheit* schliessen, dass eine von der Doppelbrechung verschiedene Erscheinung vorliegt».

Um den Pleochroismus zu erklären, der erscheint, wenn pflanzliche und tierische Fasern in einer gewissen Weise mit *Ag*- und *Au*-Lösungen gefarbt werden, nimmt Ambronn an, dass die Metallteilchen kristallinische Eigenschaften besitzen, und dass die Wirkung auf einer gleichsinnigen Orientierung der einzelnen anisotropen Teilchen beruht. Damit analogisch, ist er der Ansicht, dass auch die Doppelbrechung in kathodenzerstäubten Metallschichten von in einer gewissen Weise orientierten Metallkristallen verursacht wird.

Aus dem Gesagten geht hervor, dass es mehrere verschiedene Ansichten über die Ursache der Doppelbrechung in kathodenzerstäubten Metallschichten giebt. Keine von all diesen liefert jedoch eine befriedigende Erklärung über die Erscheinung. Dass es keinem, die sich mit diesem Problem beschäftigt haben, gelungen ist dasselbe zu lösen, beruht grossenteils darauf, dass es an einer dienlichen Methode fehlte, um den Effekt zu messen.

Nachdem ich mehrere verschiedene Messmethoden versucht hatte, ergab sich, dass der von Brace[3] angegebene Halbschattenkompensator für diese Untersuchung der geeignetste war. Diese Anordnung war jedoch ungenügend ausexperimentiert und die entwickelten theoretischen Formeln mehr oder weniger approximativ und nur für Specialfälle gültig. Um der erhaltenen Resultate sicher zu sein, musste ich darum zuerst die Messmethode, die ich anzuwenden beabsichtigte, genau untersuchen.

---

[1] M. Toepler, Ann. d. Phys. *65*, p. 874, 1878.

[2] F. Braun, l. c., p. 240.

[3] D. B. Brace, Phys. Rev. *18*, p. 70, 1904.

Kap. I.

Der Bracesche Halbschattenkompensator.

1. Geschichtliche Übersicht.

Der von Brace angegebene Halbschattenapparat ist im allgemeinen auf folgende Weise angeordnet.

Zwischen zwei gekreuzten Nicols ist eine Glimmerplatte (der Kompensator), die das ganze Gesichtsfeld deckt. Die Drehung des Kompensators kann an einer graduierten Kreisscheibe abgelesen werden. Zwischen den Polarisator und den Kompensator wird ein kleiner Streifen aus Glimmer (der empfindliche Streifen) im Azimut 45^0 im Verhältnis zur Schwingungsebene des aus dem Polarisator tretenden Lichtes, eingeführt. Dieser Streifen deckt nur den mittleren Teil des Diaphragmas, der durch ein Fernrohr betrachtet wird. Dreht man den Kompensator, erhält man bei einer gewissen Stellung gleiche Helligkeit über dem ganzen Gesichtsfeld. Führt man zwischen den Polarisator und den Kompensator eine doppelbrechende Substanz ein, wird die vorher gemachte Einstellung zerstört, wenn man aber den kompensator dreht, kann man wieder Gleichheit der Felder erreichen. Aus der Drehung des Kompensators wird die Phasendifferenz der doppelbrechenden Substanz berechnet.

Die Methode ist also ser einfach und ist von manchen Forschern auf verschiedenen Gebieten für Messungen angewandt worden. Brace[1] untersuchte die von Lorentz und Fitzgerald gemachte Hypothese über die Doppelbrechung des Lichtes infolge der Erdbewegung.

Dowell[2], Olmstead[3] und Bruhat[4] bestimmten die Circularpolarisation bei aktiven, absorbierenden Lösungen.

---

[1] D. B. Brace, Phil. Mag. (6) *7*, p. 317, 1904.
[2] Mc. Dowell, Phys. Rev. *20*, p. 163, 1905.
[3] L. B. Olmstead, Phys. Rev. *35*, p. 31, 1912.
[4] G. Bruhat, C. R. *153*, p. 248, 1911.

Elmén[1], Morse[2], Hagenow[3] und Comb[4] studierten den *Kerr*-effekt bei Flüssigkeiten.

Harris[5], Skinner und Tool[6] untersuchten die Elliptizität, die ferromagnetischen Metalle in einem longitudinalen Magnetfeld verursachen.

Foote[7] bestimmte die Phasenänderung des Lichtes, das normal an der polierten Endfläche eines Elektromagneten reflektiert wird.

Skinner[8] verglich die Dispersion der magnetischen Doppelbrechung in Flüssigkeiten mit derjenigen der elektrischen Doppelbrechung.

Hebecker[9] studierte mit Hilfe dieser Methode die Einwirkung der Oberflächenschichten auf die Elliptizität des reflektierten Lichtes.

Ausser Bruhat und Hebecker haben alle anderen, die diese Methode angewandt haben, ihre Untersuchungen im physikalischen Laboratorium Braces an der Universität in Nebraska ausgeführt. Dass diese elegante und äusserst empfindliche Halbschattenanordnung nicht allgemeiner gebräuchlich geworden ist, beruht auf mehrere Verhältnisse. Es hat an einer eingehenden Beschreibung, wie die Methode geeigneterweise angeordnet, graduiert und justiert werden kann, gefehlt. Das Gebiet für die Gültigkeit der approximativen Formeln war nicht gekannt. Betreffend die exakten Formeln dagegen war man der Ansicht, dass sie allzu komplizierte Rechnungen und Messungen verursachen würden. Die von Brace[10] gemachten Berechnungen sind recht schwer zu lesen. In seinen Bezeichnungen herrscht eine unnötige Verwirrung, die durch Druckfehler noch mehr vermehrt wird. Ausserdem sind seine Berechnungen sehr approximativ. Tuckerman[11] behandelt theoretisch ein so allgemeines Problem, dass es einem Experimentalphysiker schwer fällt, die gemachten Approximationen und das Gebiet ihrer Gültig-

---

[1] G. W. Elmén, Phys. Rev. *20*, p. 54, 1905; Ann. d. Phys. *16*, p. 350, 1905.
[2] L. B. Morse, Phys. Rev. *23*, p. 252, 1906.
[3] L. F. Hagenow, Phys. Rev. *27*, p. 196, 1908.
[4] Mc. Comb, Phys. Rev. *29*, p. 525, 1909.
[5] W. B. Harris, Phys. Rev. *24*, p. 337, 1907.
[6] C. A. Skinner und A. Q. Tool, Phil. Mag. *16*, p. 833, 1908.
[7] P. D. Foote, Phys. Rev. *24*, p. 96, 1912.
[8] C. A. Skinner, Phys. Rev. *29*, p. 541, 1909.
[9] O. Hebecker, Inaug. Diss. Göttingen, 1912.
[10] D. B. Brace, l. c.; Phys. Rev. *19*, p. 218, 1905.
[11] L. B. Tuckerman. Jr. Univ. of Nebraska Studies, nr. 2, Vol. 9, p. 157, 1909.

keit zu überblicken. Dazu kommt, dass die Rechnungen nur für den Spezialfall gelten, dass die Absorption in allen Richtungen gleich ist. Rumpelt untersuchte die Einwirkung der Absorption. Er hat jedoch fehlerhafte Approximationen gemacht. Hebecker geht bei seinen Messungen von der Nullage des Kompensators aus. Dies Verfahren liefert wenig exakte Werte. Die von Hebecker angegebene Weise, um diese Lage zu bestimmen, muss ausserdem unrichtig sein, denn ein Halbschattenglimmer im Nullazimut ist immer unsichtbar.

2. Ableitung der mathematischen Formeln.

Um nicht unnötigerweise die Rechnungen zu komplizieren, nehme ich an, dass die unbekannte Kristallplatte und der empfindliche Streifen im gleichen Azimut eingeführt sind. Experimentell habe ich nämlich nachgewiesen, dass die Beschränkung, die in dieser Annahme liegt, eine geringe Rolle spielt.

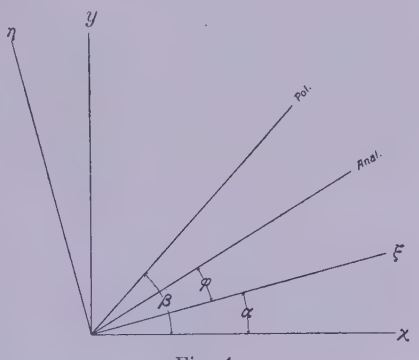


Fig. 1.

Folgende Bezeichnungen sind benutzt worden:

Δ = die Phasendifferenz der Kristallplatte.

δ = die Phasendifferenz des Kompensators.

ε = die Phasendifferenz des empfindlichen Streifens.

$\varrho = \frac{b}{a}$ = das Amplitudenverhältnis in der Kristallplatte.

β = der Winkel zwischen dem Polarisator und dem empfindlichen Streifen.

φ = der Winkel zwischen dem Analysator und dem Kompensator.

α = der Winkel zwischen der Schwingungsrichtung des empfindlichen Streifens und des Kompensators.

Die Schwingungsrichtungen werden durch Fig. 1 anschaulich gemacht.

Nach dem Durchgang des Lichtes durch die Kristallplatte sind die beiden Komponenten:

$$x = a \cos \beta e^{-if_x} \; ; \quad y = b \sin \beta e^{-if_y} \; ;$$

f_x und f_y ist die absolute Phasenänderung, der x- und y-Achse parallel bzw.; $f_x - f_y = \Delta$. a und b sind Masse der Amplituden; $\frac{b}{a} = \varrho$.

Die Komponenten nach dem Durchgang durch den Kompensator sind:

$$\xi = (x \cos \alpha + y \sin \alpha) e^{-if\xi} \; ; \quad \eta = (y \cos \alpha - x \sin \alpha) e^{-if\eta} \; .$$

f_ξ und f_η ist die absolute Phasenänderung, der ξ- und η-Achse bzw. parallel. Die Komponente, die in die Ebene des Kompensators fällt, ist

$$A = \eta \sin \varphi + \xi \cos \varphi = a \cos \beta e^{-i(f_y + f\eta)} [\varrho \operatorname{tg} \beta \cos \alpha \sin \varphi -$$

$$- \sin \alpha \sin \varphi e^{-i\Delta} + \cos \alpha \cos \varphi e^{-i(\Delta+\delta)} + \varrho \operatorname{tg} \beta \sin \alpha \cos \varphi e^{-i\delta}] \; .$$

Dies kann durch die Formel $A = Be^{-ik}(c + di)$ ausgedrückt werden. Die Intensität durch den Analysator ist also proportional zu $c^2 + d^2$.

$$c = \varrho \operatorname{tg} \beta \cos \alpha \sin \varphi - \sin \alpha \sin \varphi \cos \Delta +$$

$$+ \cos \alpha \cos \varphi \cos (\Delta + \delta) + \varrho \operatorname{tg} \beta \sin \alpha \cos \varphi \cos \delta \; .$$

$$d = \sin \alpha \sin \varphi \sin \Delta - \cos \alpha \cos \varphi \sin (\Delta + \delta) -$$

$$- \varrho \operatorname{tg} \beta \sin \alpha \cos \varphi \sin \delta \; .$$

$c^2 + d^2$ kann so geschrieben werden:

$$c^2 + d^2 = \varrho^2 \operatorname{tg}^2 \beta \cos^2 \alpha \sin^2 \varphi + \sin^2 \varphi \sin^2 \alpha + \cos^2 \alpha \cos^2 \varphi +$$

$$+ \varrho^2 \operatorname{tg}^2 \beta \sin^2 \alpha \cos^2 \varphi - \tfrac{1}{2}(1 - \varrho^2 \operatorname{tg}^2 \beta) \sin 2\varphi \sin 2\alpha \cos \delta -$$

$$- \varrho \operatorname{tg} \beta \sin 2\varphi \sin^2 \alpha \cos (\Delta - \delta) + \varrho \operatorname{tg} \beta \sin 2\varphi \cos^2 \alpha \cos (\Delta + \delta) +$$

$$+ \varrho \operatorname{tg} \beta \sin 2\alpha \cos 2\varphi \cos \Delta \; .$$

Die Intensität der Strahlen, die durch den empfindlichen Streifen hindurchgegangen sind, erhalten wir aus dem obigen Ausdruck durch Vertauschung von Δ gegen $\Delta + \varepsilon$. Die Grössen ϱ, β, α, φ und δ sind für die beiden Hälften dieselben. Für gleiche Helligkeit des ganzen Gesichtsfeldes muss folgende Gleichung erfüllt werden:

$$\varrho \operatorname{tg}\beta \sin 2\varphi \sin^2\alpha \cos(\Delta-\delta) - \varrho \operatorname{tg}\beta \sin 2\varphi \cos^2\alpha \cos(\Delta+\delta) -$$

$$-\varrho \operatorname{tg}\beta \sin 2\alpha \cos 2\varphi \cos\Delta = \varrho \operatorname{tg}\beta \sin 2\varphi \sin^2\alpha \cos(\Delta+\varepsilon-\delta) -$$

$$-\varrho \operatorname{tg}\beta \sin 2\varphi \cos^2\alpha \cos(\Delta+\varepsilon+\delta) - \varrho \operatorname{tg}\beta \sin 2\alpha \cos 2\varphi \cos(\Delta+\varepsilon) .$$

Der Faktor $\varrho \operatorname{tg}\beta$ ist für alle Glieder gemeinsam. Das Resultat ist also von ϱ und β unabhängig. Nach der Justierung spielt es daher keine Rolle, wie man den Polarisator dreht. Die Phasendifferenz Δ kan gemessen werden, unabhängig davon, dass das kristallinische Medium die Polarisationsebene dreht oder die beiden Komponenten verschieden absorbiert.

Brace hat lange numerische Rechnungen gemacht, um Klarheit über diese Sache zu bringen. Diese zeigen jedoch nur, dass die Bedingung für gleiche Intensität ($J = J'$) nicht equivalent mit der Bedingung für gleiche Elliptizität ($\gamma = \gamma'$) ist.

Nach Tuckerman misst man die Elliptizität d. h. das Verhältnis $\operatorname{tg}\psi$ der Achsen des elliptischen polarisierten Lichtes. Aber

$$\sin 2\psi = \frac{2ab}{a^2+b^2} \sin\Delta .$$

Die Elliptizität hängt also sowohl von der Phasendifferenz Δ als von dem Amplitudenverhältnis ϱ ab.

Rumpelt glaubt nachgewiesen zu haben, dass der Drehungswinkel des Kompensators proportional zu $(\varrho - \frac{1}{\varrho})$ ist. Dass er dieses Resultat erhalten hat, beruht darauf, dass er im Ausdruck für die Amplitude durch den Analysator Glieder auslässt, die klein von zweiter ordnung sind.

Die vorige Gleichung kann geschrieben werden:

$$\sin 2\varphi \sin^2\alpha [\cos(\Delta+\varepsilon-\delta) - \cos(\Delta-\delta)] -$$

$$-\sin 2\varphi \cos^2\alpha [\cos(\Delta+\varepsilon+\delta) - \cos(\Delta+\delta)] -$$

$$-\sin 2\alpha \cos 2\varphi [\cos(\Delta+\varepsilon) - \cos\Delta] = 0 .$$

oder

$$\operatorname{tg}(\Delta+\varepsilon/2) \sin 2(\alpha+\varphi) - 2 \operatorname{tg}(\Delta+\varepsilon/2) \cos 2\alpha \sin 2\varphi \sin^2\frac{\delta}{2} +$$

$$+ \sin 2\varphi \sin\delta = 0 ; \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Nimm an, dass der Winkel zwischen dem Analysator und der einen Schwingungsrichtung des empfindlichen Streifens 45^0 ist. Also ist $|\alpha + \varphi| = 45^0$. Man erhält dann:

$$\operatorname{tg}\,(\Delta + \varepsilon/2) = \frac{\sin 2\varphi \sin \delta}{1 - 2 \sin^2 2\varphi \sin^2 \delta/2}\,; \quad . \quad . \quad (2)$$

Ist $\Delta = 0^0$ ergiebt sich:

$$\operatorname{tg}\,\varepsilon/2 = \frac{\sin 2\varphi_0 \sin \delta}{1 - 2 \sin^2 2\varphi_0 \sin^2 \delta/2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Wenn $\alpha = 45^0$, erhält man:

$$|\operatorname{tg}\,(\Delta + \varepsilon/2)| = \operatorname{tg}\,2\varphi \sin \delta \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Ist ausserdem $\delta = 90^0$, gilt die Gleichung:

$$|\Delta + \varepsilon/2| = 2\varphi \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Nach Gleichung (2) gilt approximativ:

$$|\operatorname{tg}\,\Delta| + \operatorname{tg}\,\varepsilon/2 = \sin 2\varphi \sin \delta$$

und für $\Delta = 0^0$:

$$\operatorname{tg}\,\varepsilon/2 = \sin 2\varphi_0 \sin \delta$$

Also:

$$|\operatorname{tg}\,\Delta| = (\sin 2\varphi - \sin 2\varphi_0) \sin \delta =$$

$$= 2 \cos (2\varphi_0 \pm \Theta) \sin \Theta \sin \delta \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

wo Θ = die Drehung des Kompensators von dem Azimut $\varphi_0{}^0$ zum φ^0 ist. Diese Formel erinnert an die von Tuckerman abgeleitete. Da er $\varrho = 1$ angenommen hat, kann man mittels der oben angegebenen Bezeichnungen seine Formel schreiben:

$$\left|\operatorname{tg}\,\frac{\Delta}{2}\right| = (\sin 2\varphi - \sin 2\varphi_0) \sin \delta/2$$

Diese Formel ergiebt sich aus Formel (6), indem man

$$\cos \delta/2 \left(1 - \operatorname{tg}^2 \frac{\Delta}{2}\right) = \quad / \qquad \text{setzt.}$$

Um die von Brace abgeleitete Formel zu erhalten, setzen wir

$$2\varphi_0 + \Theta = 0 \; ; \quad \operatorname{tg} \Delta = \Delta \; ; \quad \sin \Theta = \Theta \; ; \quad \sin \delta = \delta \; .$$

also ergiebt sich:

$$\Delta = 2 \; \Theta\delta \; .$$

oder wie Brace schreibt:

$$\Theta\delta = \Theta'\delta' \; .$$

3. Die Anordnung der Methode.

Die erste und grösste Schwierigkeit ist durch Spleissen Glimmerblättchen erhalten zu können, die etwa $^1/_{1000}$ mm dick und völlig planparallel sind. Um solche zu erhalten, bin ich auf die folgende Weise zuwege gegangen. Die zu spaltende Glimmerplatte soll mindestens $^1/_2$ dm^2 gross und recht dick sein. Mit einem spitzen Messer spleisst man dann die Glimmerplatte ein wenig in der einen Ecke. Eine sehr dünne, schmale, lanzettförmige Scheibe aus Ebonit, deren Fläche geputzt worden ist, dass sie sehr glatt wird, scheibt man zwischen die aufgespalteten Glimmerblätter ein. Die Lanzette wird zuerst vorsichtig um die Glimmerplatte geführt, dass ein Abschnitt von einer Breite von etwa 1 cm gespalten wird. Dann lässt man die Aufspaltungen von den gegenüberliegenden Seiten sich begegnen, wobei meistenteils grosse dünne gleich dicke Glimmerblättchen gebildet werden.

Das Glimmerblatt, das man in dieser Weise erhält, muss eine bestimmte Phasendifferenz verursachen. Mit Hilfe der Interferenzstreifen, die man mittels eines Spektroskops in dem von der Platte fast rechtwinklich reflektierten Lichte beobachten kann, ist es möglich die Phasendifferenz approximativ zu bestimmen und sogleich zu konstatieren, ob das Glimmerblatt annähernd gleich dick ist. Aus der Kurve in Fig. 2 geht der Zusammenhang zwischen der Phasendifferenz für rotes Licht und der Anzahl Interferenzstreifen, die man im reflektierten Lichte zwischen 440 $\mu\mu$ und 650 $\mu\mu$ sieht, hervor.

Um zu untersuchen, ob die Glimmerplatte, die obenerwähnte Forderungen erfüllt, absolut gleich dick ist, führt man sie in einen Braceschen Halbschattenapparat hinein, dem empfindlichen Streifen

so nahe, dass beide gleichzeitig im Fehrnrohr gesehen werden. Dreht man die Glimmerplatte, nachdem der Kompensator für gleiche Helligkeit eingestellt worden ist, wird die kleinste Unebenheit von einiger Bedeutung endeckt.

Diese dünnen Glimmerplatten werden in Kanadabalsam zwischen zwei Deckgläser, die frei von Doppelbrechung sind, eingebettet. Um zu bewirken, dass diese Glimmerblättchen vollkommen plan liegen, alle Luftblasen zu entfernen und das Blatt verhindern entzweigerissen zu werden, verfuhr ich auf folgende Weise: Auf die eine Glasplatte wird ein Tröpfchen Kanadabalsam angebracht, und man presst die Glasscheiben gegeneinander, nachdem man sie zuerst ein wenig erwärmt hat, bis man eine gleich dicke Schicht von Balsam daszwischen erhält. Dann werden die Glasscheiben von einander geschieden, und auf die Fläche der dünnen Schicht aus Balsam legt man das Glimmerblatt. Von seiner eignen Schwere sinkt dieses allmählich in den Kanadabalsam hinein und legt sich eben. In den Mittelpunkt der anderen Glasscheibe heftet man noch ein Tröpfchen an, und presst die beiden Glasplatten vorsichtig gegen einander. Indem man die Platte vor einer Lichtquelle hält, kann man sehen, ob es einige Luftblasen zwischen den Gläsern giebt. Durch Drücken der Finger kann man diese entfernen. Um zu erfahren, ob jede Luftblase entfernt ist und wie das Glimmerblatt liegt, führt man die zusammengekitteten Gläser in unmittelbarer Nähe des empfindlichen Streifens. Da zeigt sich jede Luftblase als ein Sternchen, und man sieht sogleich, wie das Glimmerblatt liegt.

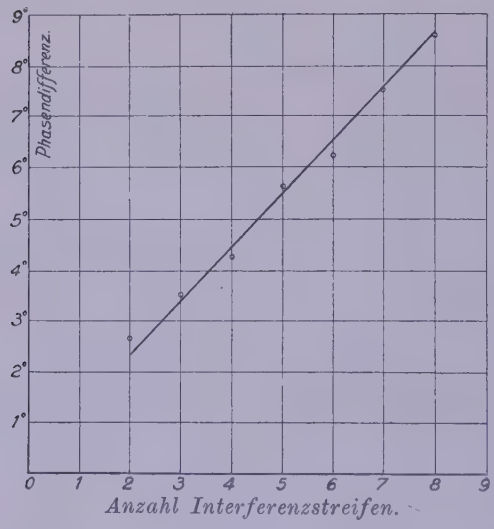


Fig. 2.

Die Glasplatten mit dem eingebetteten Glimmerblättchen müssen in der Weise befestigt werden, dass keine Spannungen entstehen. Auf die ebene Fläche eines Messingrahmens, der in der Mitte eine kreisförmige Öffnung hatte, wurden die Glasscheiben

gelegt und an einem einzigen Punkt befestigt. Über das Ganze wurde ein dünnes Papier geklebt. Diese Scheiben konnten mit zwei Kordonschrauben an einem Messingrahmen, der aus einer ringförmigen Scheibe, an einem Cylinder angelötet, bestand, befestigt werden. Der Umkreis der Scheibe war durch feine Striche in acht gleich grosse Teile geteilt. Mit Hilfe eines drehbaren Zeigers konnte den Rahmen um 45° gedreht werden.

Das Aussehen und die Konstruktion des von mir benutzten Apparats geht aus Fig. 3 und 4 hervor. Die Messingsstange (*A*)

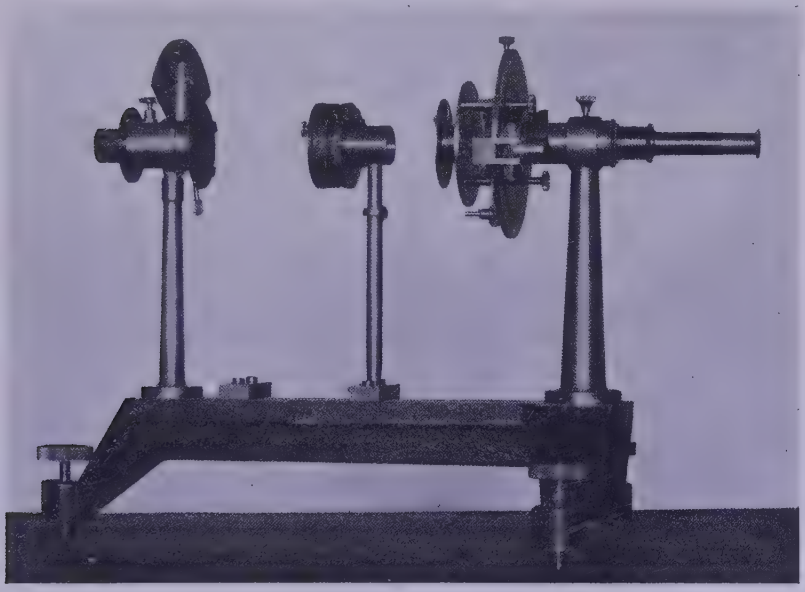


Fig. 3.

trägt ein polarisierendes Nicolsches Prisma, eine Kreisscheibe und einen Messingrahmen, an dem die zu untersuchende Substanz befestigt wurde. Man hat es so angeordnet, dass alle Teile sowohl gleichzeitig als von einander unabhängig gedreht werden können. (B) trägt den empfindlichen Streifen, den Kompensator, einen Teilkreis, in Minuten graduiert, den Analysator und das Fehrnrohr. Auch hier kann man die verschiedenen Teile sowohl gleichzeitig als von einander unabhängig drehen. Die Vergrösserung des Fernrohrs war 2, 5-fach. Der Ocularkreis lag 5 mm von der Augenlinse entfernt. Zwischen diese zwei festen Träger werden nach Belieben andere eingesetzt.

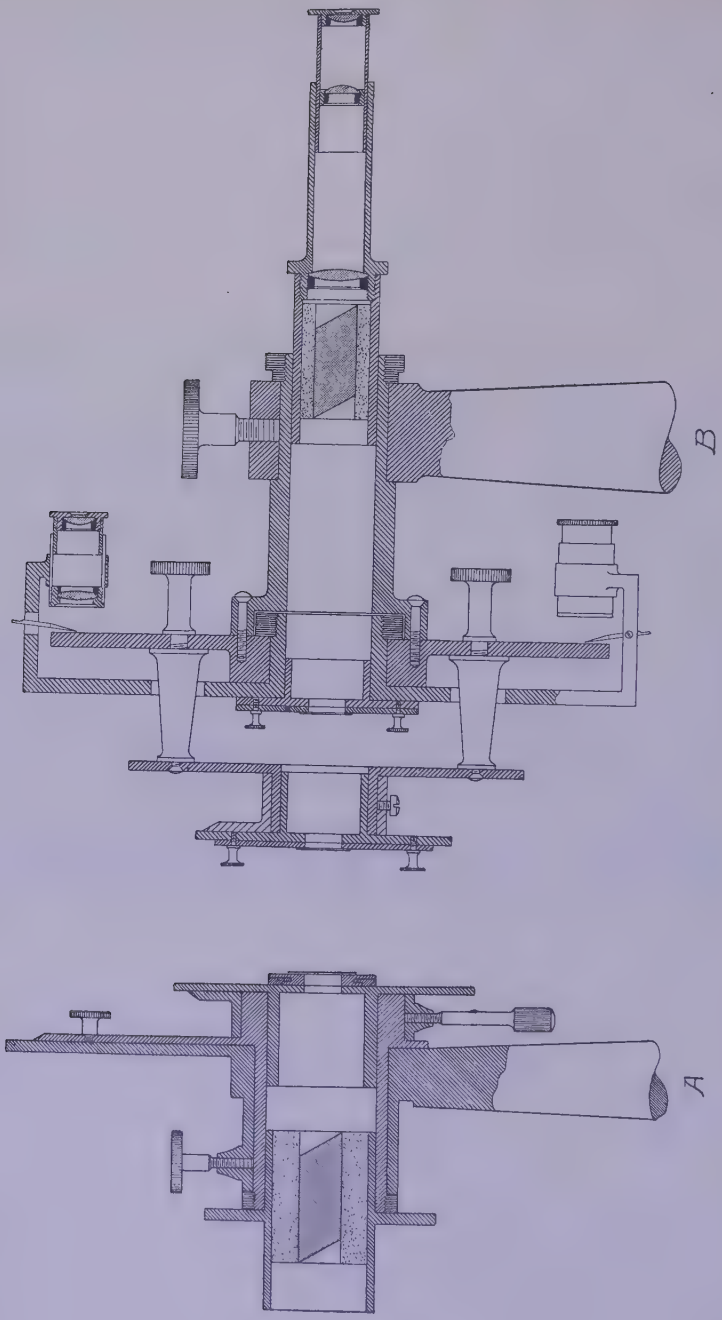


Fig. 4.

4. Verschiedene Methoden um mit dem Apparat Phasendifferenzen zu messen.

Einer der grössten Vorteile der beschriebenen Apparatanordnung besteht in der Möglichkeit, die Phasendifferenz, von dem Amplitudeneffekt unabhängig, zu messen. Um die Phasendifferenz zu bestimmen, kann man drei verschiedene Metoden anwenden.

Die erste Methode wird nur angewandt um kleine Phasendifferenzen zu messen. Der Polarisator und der Analysator werden gekreuzt. Der empfindliche Streifen und die zu untersuchende Kristallplatte, werden im Azimut 45° eingeführt. Man liest den Drehungswinkel (Θ) des Kompensators ab. Nachdem die Konstanten $2\ \varphi_0$ und δ für verschiedene Farben bestimmt worden sind, wird die Phasendifferenz aus der Formel (6) berechnet. In der Formel haben alle Grössen nur ihren numerischen Wert. Alle denkbaren Kombinationen werden jedoch in den beiden Formeln zusammengefasst:

$$|\operatorname{tg} \Delta| = 2 \cos (2\varphi_0 - \Theta_1) \sin \Theta_1 \sin \delta \quad . \quad . \quad . \quad (6')$$

$$|\operatorname{tg} \Delta| = 2 \cos (2\varphi_0 + \Theta_2) \sin \Theta_2 \sin \delta \quad . \quad . \quad . \quad (6'')$$

Man kann nicht ohne weiteres wissen, welche von diesen in einem gewissen Falle benutzt werden soll, um numerisch richtige Werte von Δ zu erhalten. Durch folgende Überlegung geht hervor, wie man verfahren soll. Dreht man den empfindlichen Streifen um 90°, muss das Zeichen für φ_0 geändert werden. Da das Zeichen für Δ und δ in beiden Fällen dasselbe ist, muss auch Θ fortwährend dasselbe Zeichen haben. Wenn im ersten Falle die Formel (6′) gilt, muss im zweiten Falle die Formel (6″) gelten. Die rechte Seite soll in beiden Fällen gleich sein, also ist $\Theta_1 < \Theta_2$. Der grösste Wert von Θ gehört also zu der Formel (6″). Man soll immer die Glimmerplatte so ordnen, dass die Formel (6′) angewandt werden kann, und dass die Drehung Θ von dem Azimut φ^0 gegen das Azimut 0° hin stattfindet. Wenn man auf das Erwähnte keine Rücksicht nimmt, können die erhaltenen Werte bis auf mehrere Prozent fehlerhaft werden.

Die zweite Methode.

Will man grosse Phasendifferenzen messen, kann man dieselbe Anordnung wie bei der ersten Methode anwenden, aber die Einstellungen müssen auf eine andere Weise gemacht werden.

Nach Formel (2) gilt:

$$|\operatorname{tg}(\Delta + \varepsilon/2)| = \frac{\sin 2\varphi \sin \delta}{1 - 2 \sin^2 2\varphi \sin^2 \delta/2}; \quad \ldots \quad (2)$$

Man kann nicht ohne weiteres wissen, ob $\left(+\frac{\varepsilon}{2}\right)$ oder $\left(-\frac{\varepsilon}{2}\right)$ in diese Formel eingesetzt werden soll. Um dies zu entscheiden, führt man die Messungen auf folgende Weise aus. Der Kompensator wird von einer Halbschatteneinstellung zu einer anderen gedreht, oder mit anderen Worten, man ändert das Zeichen für δ und dadurch wird auch das Zeichen für φ geändert. Der Winkel zwischen diesen beiden Einstellungen ist $(90 - 2\varphi_1)$. Der empfindliche Streifen wird um 90^0 gedreht, und man macht wieder eine ähnliche Einstellung und erhält dann $(90 - 2\varphi_2)$. $(+ \varepsilon/2)$ entspricht dem grössten Wert von φ. Nachdem die Konstanten $\frac{\varepsilon}{2}$ und δ bestimmt worden sind, kann man Δ berechnen. Wenn $\operatorname{tg}^2 \frac{\varepsilon}{2}$ klein im Vergleich zu 1 und $\Delta < 45^0$ ist, gilt:

$$\frac{1}{2}[\operatorname{tg}(\Delta + \varepsilon/2) + \operatorname{tg}(\Delta - \varepsilon/2)] = \operatorname{tg} \Delta .$$

Also

$$|\operatorname{tg} \Delta| = \left(\frac{\sin 2\varphi_1}{1 - 2 \sin^2 2\varphi_1 \sin^2 \delta/2} + \frac{\sin 2\varphi_2}{1 - \sin^2 2\varphi_2 \sin^2 \frac{\delta}{2}}\right)\frac{\sin \delta}{2} \quad (7)$$

Ist $\delta = 90^0$, wird:

$$|\operatorname{tg} \Delta| = \frac{1}{2}\left(\frac{\operatorname{tg} 2\varphi_1}{\cos 2\varphi_1} + \frac{\operatorname{tg} 2\varphi_2}{\cos 2\varphi_2}\right) \quad \ldots \quad (8)$$

Mit derselben Approximation wie bei der ersten Methode ergiebt sich:

$$|\operatorname{tg} \Delta| = \sin(\varphi_1 + \varphi_2) \cos(\varphi_1 - \varphi_3) \sin \delta .$$

Der Unterschied zwischen φ_1 und φ_2 ist sehr klein. Meistenteils gilt daher die einfache Formel:

$$|\operatorname{tg} \Delta| = \sin(\varphi_1 + \varphi_2) \sin \delta \quad \ldots \quad (9)$$

Ist $\delta = 90^0$, wird:

$$|\operatorname{tg} \Delta| = \sin(\varphi_1 + \varphi_2) : \ldots\ldots \quad (10)$$

Die Formel (9) ist bedeutend einfacher als die Formel (6). Die Ablesungen sind von der Null-Lage unabhängig, und das Resultat wird genauer als bei Anwendung der ersten Methode, weil ein doppelt grösserer Winkel abgelesen wird. Die Formel (8) oder (10) ist für Graduierung des Instruments sehr geeignet. Diese Formel enthält keine Konstante.

Die dritte Methode.

Diese ist von den vorher erwähnten Methoden völlig abweichend. Statt den Kompensator zu drehen, führt man diesen im Azimut 0^0 ein und dreht den Analysator. Nach der Formel (4) gilt:

$$|\operatorname{tg}(\Delta + \varepsilon/2)| = \operatorname{tg} 2\varphi \sin \delta \ldots\ldots \quad (4)$$

Was ich von Formel (2) gesagt habe, kann auch auf diese leicht Anwendung finden. Ist $\delta = 90^0$, gilt exakt die einfache Formel:

$$\Delta + |\varepsilon/2| = |2\varphi| \ldots\ldots \quad (5)$$

($|\varepsilon/2|$) kann eliminiert werden, wenn man vier Einstellungen auf folgende Weise macht:

1) Der Analysator wird für gleiche Helligkeit eingestellt. Am Teilkreis wird ein gewisser Wert n_1 abgelesen.

2) Der empfindliche Streifen wird um 90^0 gedreht, und durch Drehung des Analysators, erhält man »match» für den Teilstrich n_2.

3) die $\frac{\lambda}{4}$-Platte wird exakt um 90^0 gedreht, und man stellt wieder auf gleiche Helligkeit ein; der abgelesene Wert ist n'_2.

4) Der empfindliche Streifen wird um 90^0 gedreht, und man erhält »match» für den Teilstrich n'_1.

Die gesuchte Phasendifferenz ist

$$|\Delta| = \frac{(n_1 + n_2) - (n'_1 + n'_2)}{2} \ldots\ldots \quad (11)$$

Wird der Analysator um 180^0 gedreht, kann man vier ähnliche Einstellungen machen. Hierdurch wird teilweise der Fehler eliminiert, der dadurch entsteht, das beim Nicolschen Prisma die Drehung der Polarisationsebene nicht gleich der Drehung des Prismas ist. Man soll daher Prismen mit geraden Endflächen benutzen.

5. Die Justierung und Graduierung des Apparats.

Bei der Benutzung des Apparats müssen sowohl der empfindliche Streifen als eine oder mehrere doppelbrechende Substanzen in einem gewissen Azimut eingeführt sein. Diese Einstellungen nur durch Anwendung von gekreuzten Nicols zu machen, ist so gut wie unmöglich, wenn die Phasendifferenz klein ist. Man kann jedoch immer auf folgende Weise verfahren. Der Polarisator und der Analysator werden gekreuzt. Eine Glimmerplatte (G) wird in beliebigem Azimut eingeführt. Der empfindliche Streifen wird so eingesetzt, dass man ihn nicht mit dem Fernrohr entdecken kann, wie man auch die Glimmerplatte (G) dreht. Der empfindliche Streifen ist dann offenbar im Azimut 0^0 eingesetzt. Von dieser Lage dreht man ihn um 45^0. Die Glimmerplatte (G) wird so gestellt, dass der empfindliche Streifen wieder verschwindet. Wird jetzt eine Kristallplatte zwischen den Polarisator und den empfindlichen Streifen eingeführt, kommt der letztere wieder zum Vorschein. Dreht man die Kristallplatte so, dass die eine Schwingungsrichtung desselben der Schwingungsrichtung des von dem Polarisator kommenden Lichtes parallel wird, erhält man wieder gleiche Helligkeit über dem ganzen Gesichtsfeld.

Nachdem die verschiedenen Teile richtig zentriert geworden sind, muss man für einen correcten Strahlengang durch den Apparat sorgen. Bei meinen Versuchen habe ich folgende Anordnung gemacht. Das Licht einer Bogenlampe wurde durch ein Linsensystem an den Kollimatorspalt eines Spektrometers entworfen. Als Dispersionssystem benutzte ich ein von Pellin und Broca angegebene Prisma mit konstanter Abweichung von 90^0.[1] Die von dem Prisma kommenden parallelen Strahlen werden mittels einer Linse an einen Spalt konzentriert. Durch Drehung des Prismas bringt man verschiedene gefarbten Strahlenbüschel durch diesen (Spektralgebiet = $20\,\mu\mu$). Diese Strahlen werden von einer Linse aufgesammelt, deren Brennweite so gewählt ist, dass alle Strahlen durch ein polarisierendes Nicolsches Prisma gehen und ein Bild der Lichtquelle auf dem Objektiv des Fernrohrs entwerfen. Durch einen incorrecten Strahlengang wird die Empfindlichkeit der Methode vermindert und Nullpunktsschwankungen können eintreten, die höchst bedeutend auf das Resultat einwirken können.

[1] Vergl. F. Löwe, Zeitschr. f. Instr. Kunde, *27*, p. 274. 1907.

Die Graduierung des Instruments besteht in der Bestimmung von dem Wert der in den Formeln eingehenden Konstanten $2\varphi_0$ und δ für verschiedene Teile des Spektrums. Aus der Formel (3) geht hervor, dass, wenn der empfindliche Streifen um 90^0 gedreht wird, muss das Zeichen für (ε) geändert werden, wenn aber δ fortwährend dasselbe Zeichen hat, muss φ_0 Zeichen wechseln. Durch Ablesung des Winkels zwischen zwei Einstellungen des Kompensators, nachdem der empfindliche Streifen um 90^0 gedreht worden ist, erhält man $2\varphi_0$.

$2\varphi_0$ kann man auch auf folgende Weise finden. Wird der Kompensator um 360^0 gedreht, erhält man gleiche Helligkeit viermals. Zwei von diesen Einstellungen liegen um 180^0 von einander entfernt; ist der Winkel zwischen den anderen Einstellungen α und β gilt: $|2\varphi_0| = 90^0-\alpha$: $|2\varphi_0| = \beta-90^0$. Wenn der Kompensator eine $\frac{\lambda}{4}$-Platte für eine gewisse Farbe ist, kann $\frac{\varepsilon}{2}$ für diese Farbe berechnet werden, weil $\left|\operatorname{tg}\frac{\varepsilon}{2}\right| = \frac{\sin 2\varphi_0}{\cos^2 2\varphi_0}$. Setzt man diesen Wert in Gleichung (3) ein, erhält man den Wert von δ. Dieses Verfahren liefert jedoch einen recht unsicheren Wert von δ, was aus dem Folgenden hervorgeht. Approximativ gilt:

$$\left|\operatorname{tg}\frac{\varepsilon}{2}\right| = \sin 2\varphi_0 \sin\delta .$$

Durch logarithmisches Differenzieren ergiebt sich:

$$|d\,\delta| \leq \operatorname{tg}\delta\left[\frac{d\,(\varepsilon/2)}{\sin(\varepsilon/2)} + 2\frac{d\,\varphi_0}{\operatorname{tg} 2\varphi_0}\right].$$

$\varepsilon/2$ ist gewöhnlich klein und approximativ = 1^0. Wenn δ gross, z. B. 30^0, ist, wird diese Methode sehr unsicher. Man pflegt oft einen Kompensator anwenden, bei dem $\delta = 7^0$ (appr.). Aus der obigen Formel geht jedoch hervor, dass ein Fehler von $2'$ in $\frac{\varepsilon}{2}$ ein Fehler in δ liefert, der grösser als $15'$ wird.

Um einen genauen Wert von δ zu erhalten, habe ich die vorher beschriebenen Methoden 2 und 3 angewandt. Als Kompensator wurde eine $\frac{\lambda}{4}$-Platte für die betreffende Farbe benutzt, und die Ausrechnung geschah mit Hilfe der Formeln (8) und (5).

Die verschiedenen Methoden lieferten Werte, die sich höchsten auf 2′ von einander trennen.

Welche Methode man auch benutzt, ist es also notwendig, eine $\frac{\lambda}{4}$-Platte zu haben. Während ich damit beschäftigt war, den Zusammenhang zwischen der Phasendifferenz und der Anzahl Interferenzstreifen zu bestimmen, habe ich zufälligerweise die folgende Methode gefunden, durch die man entscheiden kann, für welche Wellenlänge eine Glimmerplatte eine Phasendifferenz von exakt 90° verursacht. (In der Literatur habe ich später gesehen, dass Chaumont[1] eine kurze Mitteilung über eine ähnliche Anordnung machte). In der Braceschen Apparatanordnung wird das Fernrohr mit einem Spektroskop ersetzt. Zwischen den Polarisator und den Analysator führt man ein, teils im Azimut 45° eine nackte Glimmerplatte, teils im Azimut 0° die in Kanadabalsam eingebettete Glimmerplatte, die untersucht werden soll. Im Spektroskop sieht man mehrere Interferenzstreifen. Bei Drehung des Analysators wandern diese Interferenzstreifen hin zu oder weg von der Stelle im Spektrum, für welche die Glimmerplatte eine $\frac{\lambda}{4}$-Platte ist. Es ist sehr wichtig, dass man die $\frac{\lambda}{4}$-Platte genau im Azimut 0° eingesetzt hat. Eine Drehung der Platte um einige Minuten aus dieser Lage, wirkt in hohem Grade auf das Resultat ein. Um zu wissen, ob alles richtig justiert ist, bestimmt man in der angegebenen Weise die Farbe, für welche die Glimmerplatte eine $\frac{\lambda}{4}$-Platte zu sein scheint. Darauf wird die nackte Glimmerplatte um 90° gedreht, und man macht die Bestimmung noch einmal. Erhält man in beiden Fällen denselben Wert von der $\frac{\lambda}{4}$-Platte, ist alles richtig eingestellt. Dass die Glimmerplatte für die Wellenlänge, für welche die Interferenzstreifen im Spektrum auseinandergehen, eine $\frac{\lambda}{4}$-Platte ist, davon habe ich mich überzeugt, teils mit Hilfe des Kompensator Babinets, teils in der Weise, die Elmén[2] beschrieben hat.

Hat man einige $\frac{\lambda}{4}$-Platten für verschiedene Teile des Spektrums, kann man graphisch die Phasendifferenz einer Glimmerplatte

[1] L. Chaumont, Compt. rend. *154*. p. 271. 1912.
[2] G. W. Elmén, l. c.

für jede Farbe bestimmen, weil die Phasendifferenz annäherungsweise proportional zu der Wellenlänge ist. $2\varphi_0$ wechselt fast unmerklich mit der Wellenlänge.

In dem von mir benutzten Apparat war:

$$2\varphi_0 = 10^0\,15'\,;\ \underset{\lambda=618\,\mu\mu}{\delta} = 6^0\,44'\,;\ \underset{\lambda=534\,\mu\mu}{\delta} = 7^0\,20'\,;\ \underset{\lambda=456\,\mu\mu}{\delta} = 8^0\,30'.$$

Aus dem Drehungswinkel des Kompensators ergiebt sich direkt, welche von den beiden Kompenenten die grösste Geschwindigkeit hat, wenn der Kompensator einmal graduiert worden ist, z. B. in der gewöhnlichen Weise mit einer dünnen Glasscheibe, die mittels einer Kraft von einigen Hektogramm gestreckt wird. Die Komponente, die senkrecht zur spannenden Kraft schwingt, geht am schnellsten.

Viele von denen, die vorher diese Methode angewandt haben, müssen für Graduierung andere Methoden benutzen. Sie haben nicht die Möglichkeiten, die der Apparat bietet, ausgenutzt. Einige haben die von Stoke angegebene Methode angewandt. Andere dagegen haben nicht selber ihr Instrument graduiert, sondern die Werte genommen, die vorher bestimmt worden sind. Mc. Comb, der den Kerr-effekt studiert hat, variiert die Potentialdifferenz im Messkondensator so, dass die Phasendifferenz um eine ganze Wellenlänge geändert wird. Diese Graduierungsweise ist jedoch wenig geeignet. Bei hohen Spannungen können andere Fehlerquellen sich geltend machen als bei niedrigen. Die Unsicherheit der Kerrischen Konstante hängt grossenteils von der Schwierigkeit, die Potentialbestimmung mit zureichender Genauigkeit auszuführen, ab.

6. Die Empfindlichkeit des Apparats.

Die Genauigkeit, die man mittels dieser Methode erreicht, ist durch die Empfindlichkeit, mit der man die Lage für gleiche Helligkeit beurteilen kann, gegeben. Für einen Kompensator kann man ansehen, dass die kleinste Drehungswinkel (Θ_m) aus der Lage, bei welcher die beiden Felder gleiche Helligkeit haben, bis eine deutliche Änderung des empfindlichen Streifens eintritt, als ein Mass der Empfindlichkeit.

Nach Brace weiss man, dass die Empfindlichkeit am grössten ist, wenn der empfindliche Streifen im Azimut 45° eingeführt ist, und wenn die Lichtintensität gross ist. Auf die Empfindlichkeit

wirkt in hohem Grade der Umstand ein, dass alle Glimmerblätter, die benutzt werden, planparallel sind, und so befestigt werden, dass keine Luftblasen, die diffuses Licht verursachen, vorkommen, dass die Gläser, zwischen welche die Glimmerblätter befestigt sind, keine doppelbrechung zeigen. Die Empfindlichkeit hängt in hohem Grade davon ab, dass der empfindliche Streifen in einer gewissen Lage völlig verschwindet. Wenn der empfindliche Streifen sehr dünn ist, verschwindet er völlig, damit er aber wieder hervortrete, muss der Kompensator um einen verhältnismässig grossen Winkel gedreht werden. Ist er dagegen ziemlich dick, ist es unmöglich ihn zu vollkommener Verschwindung zu bringen, und dann wird es schwer eine genaue Einstellung zu machen. Durch Prüfung verschiedener empfindlicher Streifen, fand ich, dass die geeignetste eine Phasendifferenz von 1^0 bis $2^0\,30'$ für rotes Licht verursachte, d. h. man sieht höchstens zwei Interferenzstreifen in dem von der Platte rechtwinklig reflektierten Lichte.

Will man die Empfindlichkeit für verschiedene Kompensatoren vergleichen, kann sie nicht durch (Θ_m) charakterisiert werden, denn die Empfindlichkeit hängt auch von der Phasendifferenz im Kompensator ab. Approximativ können wir ansehen, unabhängig davon welche der drei Methoden wir anwenden, dass die gesuchte Grösse proportional zu sin δ ist. Als ein Mass der Empfindlichkeit habe ich $\Theta_m \sin \delta$ angewandt. Ist der Kompensator sehr dünn, muss man ihn um einen grossen Winkel drehen, bevor eine Änderung des empfindlichen Streifens beobachtet werden kann. Es liegt also keine Möglichkeit vor, die Empfindlichkeit zu steigern, indem man den Kompensator ausserordentlich dünn macht. Brace hat einen sehr kleinen Wert der Phasendifferenz des Kompensators angenommen, und daraus die kleinste Phasendifferenz ($6{,}_2 \cdot 10^{-7}$ Wellenlängen) berechnet, die entdeckt werden kann. Diese Schätzung ist sehr unglücklich, denn die Empfindlichkeit hängt auch von anderen Faktoren als der Phasendifferenz im Kompensator ab.

Ist der Kompensator dick, braucht man ihn nur um einen sehr kleinen Winkel drehen, um eine Änderung bei dem empfindlichen Streifen beobachten zu können. Da aber die Empfindlichkeit proportional zu sin δ ist, wird jedoch die Empfindlichkeit gering. Wenn man sehr kleine Phasendifferenzen aufmessen will, soll man einen Kompensator anwenden, die eine Phasendifferenz von 4^0 bis 6^0 für rotes Licht verursacht d. h. in reflektiertem Lichte sieht man vier bis sechs Interferenzstreifen zwischen 440 $\mu\mu$—

650 $\mu\mu$. Die kleinste Drehung bei einem derartigen Kompensator, die man auszuführen braucht, um eine Änderung bei dem empfindlichen Streifen beobachten zu können, ist 3′. Mithin bin ich der Ansicht, dass man mit dieser Methode eine Phasendifferenz von 3.10^{-5} Wellenlängen aufmessen kann. Wird eine $\frac{\lambda}{4}$-Platte angewandt, beträgt (Θ_m) nicht 30″. Man kann jedoch nicht ohne weiteres einen solchen Kompensator benutzen, um grosse Phasendifferenzen zu messen, denn schon bei einer verhältnismässig kleinen Drehung (Θ) wird das Gesichtsfeld so hell, dass es keine Einstellung ermöglicht. In diesem Falle, wie wenn die zu untersuchende Substanz die Polarisationsebene dreht oder die beiden Komponenten verschieden absorbiert, kann man, durch Drehung des Polarisators, die Ablesungen mit grosser Genauigkeit machen. Dass ein solches Verfahren erlaubt ist, sieht man sogleich ein, wenn man beobachtet, dass das Resultat vom Winkel β unabhängig ist.

7. Das Messgebiet der verschiedenen Methoden.

Die approximative Formel (6), die in der ersten Methode angewandt wurde, liefert richtige Resultate nur innerhalb eines beschränkten Gebiets. Die gemachten Approximationen gehen aus den vorigen Rechnungen hervor. Durch Berechnungen und experimentelle Untersuchungen fand ich, dass die approximative Formel (6) angewandt werden kann, um Phasendifferenzen von 10″ bis 6° zu messen, ohne dass der Fehler infolge der obenerwähnten Approximationen 1 Proz. beträgt. Die Einstellungen werden am genausten, wenn $3^0 < \delta < 10^0$.

In der zweiten Methode ist die Formel (2) exakt. Wendet man diese Methode an, wie ich es beschrieben habe, kann man Phasendifferenzen bis auf 25° messen. Die grösste Phasendifferenz des Kompensators ist $\delta = 30^0$. Dass man nicht grössere Werte der unbekannten Phasendifferenz messen kann, kommt darauf an, dass das Gesichtsfeld allzu hell wird. Das Messgebiet vermehrt sich jedoch bedeutend, wenn man gleichzeitig mit der Einstellung, den Polarisator so dreht, dass das Gesichtsfeld möglichst dunkel bleibt. Mit dieser Anordnung ist es geeignet eine $\frac{\lambda}{4}$-Platte anzuwenden, wodurch es möglich wird, Phasendifferenzen bis auf 85° zu messen.

Die Formel (9) kann mit Vorteil benutzt werden, solange $\Delta \leq 45^0$ ist. Mit der dritten Methode kann man alle beliebigen Phasendifferenzen messen, wenn sie nur nicht gleich 90^0 sind.

8. Messung des Amplitudeneffekts.

Granqvist war der erste, der zeigte, dass in Kathodenzerstäubten Metallschichten die Absorption in tangentialer und radialer Richtung nicht dieselbe ist. Rumpelt gelang es, das Amplitudenverhältnis mittels der Stokeschen Methode zu messen. Diese Weise ist mühselig und das Resultat muss aus komplizierten Formeln berechnet werden. Der Halbschattenpolarimeter Lippichs liefert genaue Resultate nur unter der Bedingung, dass die Phasendifferenz, die die Substanz verursacht, klein ist. Ausser photometrischen Methoden giebt es keine allgemeine Methode, um Amplitudenverhältnisse zu messen.

Im folgenden werde ich nachweisen, wie man die vorher beschriebene Halbschattenanordnung ändern kann, dass sie einfach und direkt ermöglicht, alle beliebigen Amplitudenverhältnisse genau zu bestimmen.

Führt man zwischen den Polarisator und den empfindlichen Streifen eine beliebige Glimmerplatte (A) im Azimut 0^0 ein, wird sich die vorher gemachte Einstellung für gleiche Helligkeit nicht ändern. Wenn man nun ausserdem zwischen den Polarisator und die Glimmerplatte (A) eine Substanz einführt, die die Polarisationsebene dreht, wird das Licht, das durch die Glimmerplatte (A) gegangen ist, elliptisch polarisiert, und der empfindliche Streifen kommt zum Vorschein. Durch Drehung des Polarisators kann man es dazu bringen, dass die Polarisationsebene hinter der aktiven Substanz dieselbe Lage einnimmt, wie sie hatte, ehe die aktive Substanz eingeführt wurde, und für diese Lage wird der empfindliche Streifen aufs neue verschwinden. Die Drehung des Polarisators ist numerisch gleich der Drehung in der aktiven Substanz. Diese Nullmethode ist ausserordentlich empfindlich. Sie ist bei grossen wie bei kleinen Drehungen und für alle beliebigen Farben anwendbar, davon unabhängig welche Glimmerplatten benutzt werden.

Anstatt den Polarisator zu drehen, kann man die Phasendifferenz messen, die erscheint, wenn das Licht durch die erwähnte Glimmerplatte (A) gegangen ist. Nehmen wir der Einfachheit

wegen an, dass diese eine Phasendifferenz von 90^0 verursacht, wird die Phasendifferenz (Δ), die man misst, gleich dem doppelten Drehungswinkel (ψ) in der aktiven Substanz

$$\Delta = 2\psi \ .$$

Benutzt man einen Kompensator, bei dem die Phasendifferenz = 4^0, entspricht eine Drehung der Polarisationsebene von 1^0 einer Drehung des Kompensators von 14^0.

Aus dem oben Erwähnten geht fast unmittelbar hervor, welche Anordnungen zu machen sind, um experimentell denjenigen Amplitudeneffekt zu messen, der von einem kristallinischen absorbierenden Medium verursacht wird. Das Amplitudenverhältnis ist $\varrho = \frac{b}{a} = \operatorname{tg} \gamma$. Wenn geradelinig polarisiertes Licht durch eine kristallinische absorbierende Schicht geht und die Polarisationsebene des Lichtes einen Winkel von 45^0 mit den Schwingungsrichtungen im Kristall bildet, so ist der Winkel, den die Hauptachse des elliptischen polarisierten Lichtes mit der Schwingungsebene des Lichtes bildet, durch die Gleichung

$$|\operatorname{cotg} 2\Omega| = \operatorname{tg} 2\gamma \cos \Delta \qquad \text{bestimmt.}$$

Nachdem, was vorher gesagt ist, können wir Δ, von ϱ unabhängig, messen. Wir nehmen an dass die kristallinische absorbierende Schicht im Azimut 45^0 eingeführt ist. Wenn die Glimmerplatte (A) eine $\frac{\lambda}{4}$-Platte ist, und der Polarisator und die kristallinische Schicht gleichzeitig um einen so grossen Winkel gedreht werden, dass die Hauptachse des elliptischen polarisierten Lichtes mit der einen Schwingungsrichtung der $\frac{\lambda}{4}$-Platte zusammenfällt, wird das Licht, das durch diese gegangen ist, geradelinig polarisiert, und der empfindliche Streifen verschwindet. Die hierbei gemachte Drehung ist gleich Ω. Wird das kristallinische absorbierende Medium um 90^0 gedreht, ändert sich das Zeichen für Ω. Man kann also 2Ω ablesen. Ist die Elliptizität gross, wird das Gesichtsfeld sehr hell, denn der Winkel, den das von der $\frac{\lambda}{4}$-Platte kommende geradelinig polarisierte Licht mit der Schwingungsebene des Polarisators bildet, ist gleich der halben Phasendifferenz des kristallinischen Me-

diums. Dreht man gleichzeitig den Analysator, Kompensator und den empfindlichen Streifen, bis die Helligkeit ein Minimum wird, wirkt dies nicht auf das Resultat ein, aber die Empfindlichkeit wird gross. Aus dem Zeichen des Drehungswinkels ergiebt sich unmittelbar, welche der beiden Amplituden die grösste ist. Man braucht nur im Gedächtnis zu haben, dass der elektrische Vektor im Lichte vom Polarisator der kürzeren Diagonale der Endfläche des Prismas parallel schwingt.

Die benutzte Glimmerplatte ist nur für ein sehr beschränktes Spektralgebiet eine $\frac{\lambda}{4}$-Platte. Es ist daher denkbar, dass ein Fehler bei dem Resultat entstehen könnte. Wie der erwähnte Faktor einwirkt, geht aus den folgenden Rechnungen hervor. Wenn die vorigen Bezeichnungen benutzt werden, sind die Komponenten des Lichtes, das durch einen Polarisator und zwei doppelbrechende Substanzen gegangen ist, durch folgende Gleichungen bestimmt:

$$\xi = (x \cos \alpha + y \sin \alpha)\, e^{-if}\xi \; ; \; \eta = (y \cos \alpha - x \sin \alpha) e^{-if}\eta \; .$$

oder

$$\xi = a \cos \beta \; e^{-i(f\eta + f_y)} \left[\cos \alpha \, e^{-i(\delta + \Delta)} + \varrho \operatorname{tg} \beta \sin \alpha \, e^{-i\delta}\right]$$

$$\eta = a \cos \beta \; e^{-i(f\eta + f_y)} \left[\varrho \operatorname{tg} \beta \cos \alpha - \sin \alpha \, e^{-i\Delta}\right] .$$

Wenn das ausgehende Licht geradelinig polarisiert ist, gilt:

$$\frac{\cos \alpha \sin (\delta + \Delta) + \varrho \operatorname{tg} \beta \sin \alpha \sin \delta}{\cos \alpha \cos (\delta + \Delta) + \varrho \operatorname{tg} \beta \sin \alpha \cos \delta} +$$

$$+ \frac{\sin \alpha \sin \Delta}{\varrho \operatorname{tg} \beta \cos \alpha - \sin \alpha \cos \Delta} = 0 .$$

Durch Auflösen ergiebt sich:

$$2\varrho \operatorname{tg} \beta \, (\cos \Delta \cos 2\alpha + \operatorname{cotg} \delta \sin \Delta) = \sin 2\alpha \, (1 - \varrho^2 \operatorname{tg}^2 \beta) .$$

β ist 45^0 und $\alpha = 45^0 + \Omega$ also:

$$\operatorname{cotg} 2\gamma = \operatorname{tg} 2\Omega \cos \Delta + \frac{\operatorname{cotg} \delta \sin \Delta}{\cos 2\Omega} .$$

Wird die $\frac{\lambda}{4}$-Platte um 90^0 gedreht, muss das Zeichen für δ wechseln. Wenn man zwei Ablesungen (Ω_1 und Ω_2) für verschiedene Lagen der $\frac{\lambda}{4}$-Platte macht, erhält man, da $(\Omega_1 - \Omega_2)$ klein ist.

$$2 \operatorname{cotg} 2\gamma = (\operatorname{tg} 2\Omega_1 + \operatorname{tg} 2\Omega_2) \cos \Delta .$$

Sind Ω_1 und Ω_2 klein, gilt:

$$\operatorname{cotg} 2\gamma = \operatorname{tg} (2\Omega_1 + 2\Omega_2) \cos \Delta .$$

Aus diesen Rechnungen geht mithin hervor, dass es keine Rolle spielt, ob die Glimmerplatte nicht exakt eine $\frac{\lambda}{4}$-Platte ist, vorausgesetzt, dass die Messungen in der oben angegebene Weise ausgeführt werden.

Kap. II.

Doppelbrechung in kathodenzerstäubten Metallschichten.

1. Versuchsanordnung um die Schichten zu bilden und die Herstellung der Schichten.

Das Entladungsgefäss war eine Glaskugel mit einem Radius von 8 cm und mit vier Schliffen versehen. Durch den einen, der einen inneren Diameter von 3 cm hatte, wurde die Glasplatte, auf der sich die Metallschicht bildete, und das 2 cm breite Kathodenblech eingeführt. Das letztere wird mittels Friktion an dem einen Ende eines teilweise gespaltenen eisernen Zylinders befestigt, der über einem Platindraht, in ein Glasrohr eingeschmelzt, das zum Ausgangspunkt den beweglichen Teil des Schliffes hatte, geschoben wurde. Über diesem Glasrohr wurde ein etwas weiteres Rohr angebracht, dass das Einschmelzglas, den Platindraht und den eisernen Zylinder vor der Einwirkung der Kanalstrahlen schützte. Der zweite Schliff führte zu einem Mac Leodschen Manometer und einem Zweiweghahn. Mit Hilfe dieses Hahnes konnte das Entladungsgefäss teils mit einer rotierenden Gaede-Pumpe, teils mit einer Wasserstoffbombe in Verbindung gesetzt werden. Mittels Gummischläuche wurde zwischen den Hahn und die Wasserstoffbombe ein 60 cm langes Glasrohr, zum Teil mit Phosphorpentoxyd gefüllt, befestigt. Durch dieses Rohr wurde auch das Entladungsgefäss nach beendigter Entladung mit trockener Luft gefüllt. Die Anode wurde durch den dritten Schliff eingeführt, und mittels des vierten stand das Rohr mit einem Gefäss mit Phosphorpentoxyd gefüllt, in Verbindung. Alle Schliffe wurden mit Ramsay-Fett gedichtet.

Die Platten, auf den die Metallschichten sich bildeten, bestanden aus Deckgläsern, 0,1 mm dick, 5 cm lang und 2,5 mm breit. Diese wurden mittels Metallfeder an Spiegelglasscheiben befestigt,

die etwa 25 mm breit und so lang waren, dass der Abstand zu dem Kathodenblech, das senkrecht zu dieser Glasplatte hing, etwa 8 mm wurde.

Bei Messung des totalen Potentialgefälles im Entladungsrohr wurde ein Braunscher Elektrometer angewandt, bei dem ein Skalenteil = 100 Volt. Das Kathodengefälle mit einer Sonde zu messen hätte grosse Schwierigkeiten begegnet, da die Kathode in hohem Grade zerstäubt wird. Ist die Länge des positiven Lichtes verhältnismässig klein, wird der Unterschied zwischen dem Kathodengefälle und dem totalen Potentialgefälle nicht gross. Als Stromquelle wurde eine Hochspannungsmaschine für Gleichstrom angewandt. Die Klemmspannung konnte von 10000 zu 500 Volt va-

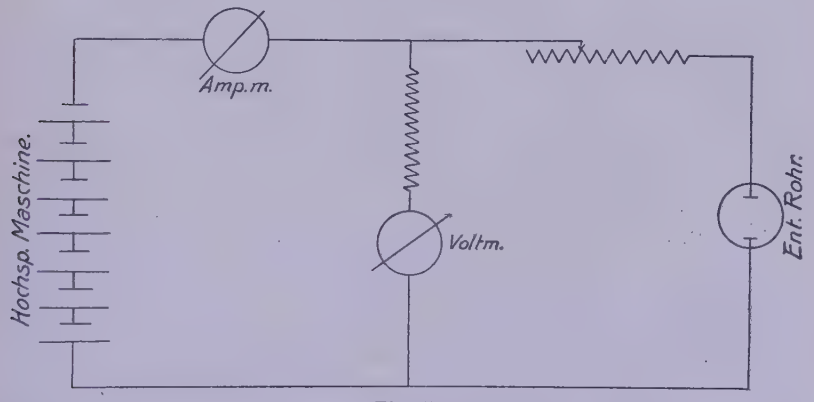


Fig. 5.

riiert werden. Die Stromstärke wurde an einem Milliamperemeter mit einer Empfindlichkeit von 2 M.—A. pro Skalenteil abgelesen, und in grossen Gebieten mit Hilfe Flüssigkeitwiederstände (Kadmiumjodid in Amylalkohol) mit verstellbaren Elektroden geändert. Die Anordnung geht schematisch aus Fig. 5 hervor.

Nachdem die Glasscheibe, an der die Metallschicht gebildet werden sollte, genau untersucht worden war, ob sie infolge von Spannungen frei von Doppelbrechung war, wurde sie mit warmer Salpetersäure, Wasser, Alkohol und Äther gereinigt. Die Kathodenbleche wurden sehr genau gesäubert. Die Guld- und Platinbleche wurden in einer Bunsenflamme erhitzt, der Kupferblech wurde unter anderem mit verdünnter Salpetersäure behandelt, Wismut und andere Metalle wurden mit einem Messer gekratzt. Ehe die Entladung anfing, wird die Luft ausgepumpt, und die Glaskugel

5-bis 6-mal mit trockenem Wasserstoff gespült. Während der Einlassung gab es in der Rohrleitung zwischen der Wasserstoffbombe und dem Zweiweghahn Wasserstoff bei einem Druck von 1,5 Atm. Das Gas, welches in dieser Weise ins Entladungsrohr eingeführt wird, enthält wahrscheinlich irgend ein Prozent Luft. Ob die gebildeten Metallschichten aus reinem Metall bestehen oder nicht, kann nicht entschieden werden, und spielt für diese Untersuchung eine geringe Rolle. Dagegen ist es von grossem Intresse, die Faktoren zu kennen, die bei und nach dem Bilden auf die Schichten einwirken.

2. Über kathodenzerstäubte Metallschichten im allgemeinen.

In Bezug auf die Bahnen, in welchen sich die Partikel bewegen, giebt es verschiedene Hypothesen. Granqvist, der erste, der auf diesem Gebiet Versuche gemacht hat, wies unter anderem nach, dass die Ausbreitung der Metallschichten auf der Verdünnung und den Teilen, die sich in der unmittelbaren Nähe der Kathode befinden, beruht. Er nimmt daher an, dass die Metallpartikel den elektrostatischen Kraftlinien folgen. Eine Stütze für diese Ansicht liefern die von Houllevigue[1] ausgeführten Experimente, die zeigen, dass Metallbeschläge sich am liebsten da bilden, wo positive Ladungen vorhanden sind.

J. Stark[2], der eine Theorie über die Zerstäubung der Kathode aufgestellt hat, ist der Ansicht, dass die Partikel »unter sehr wenigen Zusammenstössen mit Gasmolekülen geradelinig fortlaufen, bis sie auf der Glaswand zum Stillstand kommen».

Kohlschütter[3] dagegen glaubt experimentell gezeigt zu haben, dass die Metallpartikel, die von der Kathode ausgeworfen werden, sehr bald in ihrer Bewegung durch Zusammenstössen mit Gasmolekülen gebremst werden. Er behaupt, dass die Metallbeschläge »wie durch Kondensation eines das Rohr füllenden Dampfs» entstehen.

In Bezug auf die Doppelbrechung scheint die Einfallsrichtung der Partikel, wenn sie die Glasplatte treffen, eine entscheidende Rolle spielen. Durch Experimente musste ich mich darum überzeugen, wie sich die Metallpartikel bewegen.

[1] L. Houllevigue, Compt. rend. *150*. p. 1683. 1910.

[2] J. Stark u. G. Wendt, Ann. d. Phys. *38*. p. 683. 1912.

[3] V. Kohlschütter u. A. Noll, Zeitschr. f. Elektroch. *18*. p. 419. 1912.

Placiert man der Kathode parallel und in einem Abstand von einigen cm von derselben eine Glasplatte, bilden sich Beschläge an den beiden Seiten des Glases. An der von der Kathode gekehrten Fläche ist der Beschlag in den Kanten am dicksten. Dies zeigt, dass es andere Kräfte als die ursprüngliche lebende Kraft der Partikel giebt, die ihre Bewegung bestimmen.

Wird das halbe Kathodenblech mit Aluminium, das nicht zerstäubt wird, überzogen, findet man, wenn ein Strom durch das Rohr gesandt wird, dass ein Beschlag sich auch vor dem Aluminiumblech gebildet hat. Der Beschlag vor dem ungedeckten Teil der Silberkathode ist jedoch vielfach dicker. Aus diesem geht hervor, dass die Partikel hauptsächlich rechtwinklich von der Fläche der Kathode ausgehen.

Folgende Experimente zeigen, dass die von Kohlschütter dargestellte Ansicht, wenig wahrscheinlich ist. Ich streute einige Drähte Glaswolle über eine Glasscheibe und führte diese ins Entladungsrohr ein. Eine Silberschicht bildete sich auf dem Glase. Als der Metall mittels Salpetersäure entfernt wurde, fand ich, dass der Beschlag an den Stellen, wo Glasdrähte geliegen hatten, nicht von der Säure angegriffen war. Dies kommt darauf an, dass diese von den einfallenden Partikeln zerschlagen worden sind. Die Metallschicht mischt sich daher mit Glas, das den Metall von der Säure schützt. Glimmer wird noch leichter als Glas zerschlagen.

Auf die Glasscheibe und senkrecht zu derselben wurde ein Draht aus Gold placiert. Wenn man Metallpartikel von einer Silberkathode auf den Draht fallen liess, erhielt man eine Silberschicht, die voll gelbe Flecken war. Diese waren nur auf der Seite des Drahts vorhanden, die von der Kathode entfernt lag. Wenn man eine Aluminiumkathode, die nicht zerstäubt wird, anwendet, erscheinen keine gelben Flecken. Die Kathodenstrahlen spielen mithin keine Rolle, sondern die einfallenden Metallpartikel sind es, die infolge ihrer Bewegungsenergie den goldenen Draht zerschlagen.

Legt man auf das Glas einen Kreisring aus Kupfer, wird er von dem Metallstaub zerschlagen und bildet sich am Glase ab. Das Bild erscheint sehr deutlich, wenn die Silberschicht mittels Quecksilber entfernt wird. Das auf dem Glase abgelagerte Kupfer ist nur auf der Seite der Drähte vorhanden, die von der Kathode entfernt liegt, und das ganze Kupferbild ist etwas nach der Einfallsrichtung der Partikel verschoben.

Aus dem Gesagten können wir folgende Schlüsse ziehen. Ein Teil der Metallpartikel, die von der Kathode kommen, haben eine grosse Bewegungsenergie, und eine Glasplatte, die senkrecht zur Ebene des Kathodenblechs liegt, wird von den Partikeln unter einem recht grossen Einfallswinkel getroffen.

Infolge der grossen Bewegungsenergie, die die Partikel beim Niederschlagen besitzen, haften kathodenzerstäubte Metallschichten

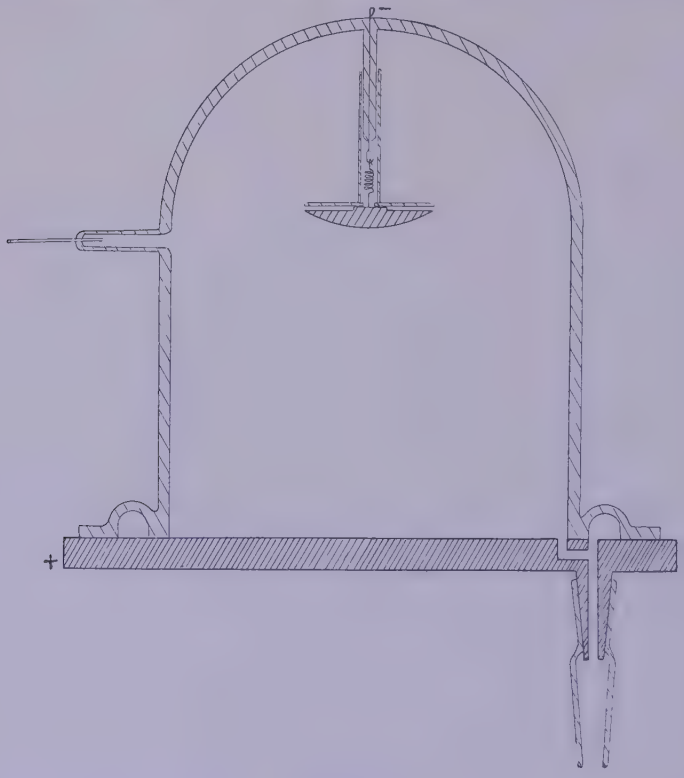


Fig. 6.

im allgemeinen mit grosser Kraft am Glas, im Unterschied zu galvanischen Metallniedergeschlägen. Es giebt jedoch mehrere Faktoren, die darauf einwirken, wie die Schicht haftet. An einer Glasplatte, die nicht besonders gereinigt worden war, erhielt ich eine Silberschicht, die wie geätzt war. Im Mikroskop zeigte es sich, dass die Schicht aus einer grossen Menge kleine Erhöhungen, die Gaz zu enthalten schienen, bestand. Wenn das Glas, ehe Metallbeschläge sich bildeten, einige Zeit von Kathodenstrahlen bom-

bardiert wurde, wurde die Schicht metallglänzend, und konnte nur mit Schwierigkeit vom Glase entfernt werden.

Wenn das Glas, nachdem sich an demselben Metallschichten gebildet haben, erwärmt wird, geschieht oft, dass der Metallbeschlag zerbirst, und grosse Splitter gehen ab.

In diesem Zusammenhang suchte ich die geeignetste Methode zu bestimmen, um grosse metallglänzende Silberspiegel durch Kathodenzerstäubung an Glas herzustellen. Eine einfache und geeignete Form des Entladungsrohres ist die, welche aus Fig. 6 hervorgeht. Der Apparat besteht aus einer Glasglocke, die auf einem Teller aus Messing aufgeschliffen ist. Der innere Schliff der Glocke ist ungefettet. Durch die Messingsplatte geht eine Durchbohrung, die sich in zwei Bohrungen teilt. Einer von diesen führt zu einem Vorwakuum und der andere zu dem Zerstäubungsraum. Die plankonvexe Silberkathode wird an einem Platinhaken mittels einer Stahlspiralfeder befestigt, die so lang ist, dass die Wärmemenge, die durch Leitung an das Einschmelzglas abgegeben wird, gering ist. Das Einschmelzglas und alle Metallteile ausserhalb der konvexen Fläche der Kathode werden vor den Kanalstrahlen durch Glas geschützt. Der Wasserstoff wird durch ein Palladiumrohr eingelassen. Durch eine Verschiebung der Glasglocke von einigen mm, wird die innere Bohrung, die zu dem Zerstäubungsraum führt, zugeschlossen. Dieses wird hierdurch vollkommen geschlossen, ohne mit den Teilen, die gefettet sind, in Verbindung zu stehen. — Das Glas wird mit Kathodenstrahlen dadurch genau gereinigt, dass man einen schwachen Strom durch das Entladungsrohr gehen lässt, indem der Druck in demselben sehr klein ist. Die Zerstäubung geht vor sich am geeignetsten, wenn der Druck so hoch ist, dass die Länge des dunklen Kathodenraums etwa 2 cm beträgt. Die Stromstärke soll etwa 15 M.—A. sein. Ein horisontales Magnetfeld hindert die Kathodenstrahlen den gebildeten Spiegel zu treffen[1].

Sehr interessant sind die Veränderungen, die Kathodenzerstäubte Metallschichten mit der Zeit erfahren. Kohlschütter und Noll[2] haben erfunden, dass der elektrische Wiederstand bei Sil-

[1] Vergl. G. Rümelin, Phys. Zeitschr. 13. p. 1222. 1912; A. Riede, Ann. d. Phys. *45*. p. 896. 1914; Leithäuser, Zeitschr. f. Instr. Kunde, *27*. p. 239. 1907; F. Kohlrausch, Lehrbuch d. prakt. Physik, zwölfte Aufl. p. 37.

[2] V. Kohlschütter u. A. Noll, l. c.

berspiegeln sich in einigen Stunden von etwa vierzig zu mehrere millionen Ohm änderte.

A. Riede[1] hat experimentell dieselbe Erscheinung bei Kupferspiegeln nachgewiesen. Er sagt: »Der Wiederstand der Kupferschichten nahm mit der Zeit langsam zu, nur bei sehr dünnen Schichten war die Zunahme beträchtlicher». Diese Veränderung kann nur darin ihren Grund haben, dass die Schichten zerbersten.

Werner[2] hat eingehend die Empfindlichkeitsänderungen lichtelektrischer Elektronenemission bei Kathodenzerstäubungsschichten studiert. Er fand, dass die Geschwindigkeit, mit welcher die Veränderungen vor sich gehen, sehr verschieden für verschiedene Metalle ist. Für dasselbe Metall variierten die Veränderungen mit den Verhältnissen bei der Schichtbildung. Bei sehr dünnen Schichten treten die Veränderungen schneller als bei dicken ein. War die Schicht bei hohem Druck hergestellt worden, traten die Veränderungen schneller ein, als wenn der Druck während der Entladung niedrig war. Wenn am Glascylinder Spuren von Wasserdampf vorhanden waren, geschahen die Veränderungen sehr schnell.

Die Ursache dieser Veränderungen ist wahrscheinlich, dass die Metallschichten zerbersten. Je fester das Metall am Glase haftet, um so langsamer müssen die Veränderungen vor sich gehen.

Die Doppelbrechung in Kathodenzerstäubten Metallschichten hängt in hohem Grade von den Veränderungen ab, welche die Metallschichten erfahren, was ich in einem folgenden Abschnitt experimentell zeigen werde. Wenn man diese Erscheinung kennt, ist es von grossen Intresse zu untersuchen, ob auch Metallschichten, die mit einem feinen Schmirgelpulver geritzt werden, Doppelbrechung verursachen, und wenn dies der Fall ist, welche Eigenschaften diese Doppelbrechung zeigt.

3. Doppelbrechung bei geritzten Spiegeln.

Zu meiner Verwunderung fand ich, dass eine Silberschicht, die voll paralleler Ritzen war, eine starke Doppelbrechung verursachte. Durch Kathodenzerstäubung stellte ich darum aus verschiedenen Metallen Schichten her, die nicht doppelbrechend waren. Die Glasplatte, an der die Schichten sich bildeten, wurde in einem

[1] A. Riede, Ann. d. Phys. *45*. p. 896. 1914.

[2] S. Werner, Inaugural-Dissertation, Upsala 1913.

Abstand von einigen cm von und parallel zu der Ebene einer planen Kathode gestellt. Mittels eines Pinsels oder eines feinen Schmirgelpulvers machte ich in der Schicht schmale parallele Ritzen. Der Phasen- und Amplitudeneffekt wurden gemessen.

Bei allen geritzten Metallspiegeln liegen die Achsen der Doppelbrechung parallel und senkrecht zu den Ritzen. Die Komponente, die den Ritzen parallel schwingt, hat immer, sowohl von dem Metall, aus dem die Schichten bestehen, als vom Amplitudeneffekt unabhängig, grössere Geschwindigkeit als diejenige, welche senkrecht dazu schwingt.

Bei den meisten Metallschichten geht der elektrische Vektor leichter hindurch, wenn er senkrecht als wenn er parallel zu den Ritzen schwingt. In meinen Tabellen habe ich dies Verhältnis durch Minuszeichen (−) angegeben. Der entgegengesetzte Effekt wird durch Pluszeichen (+) bezeichnet. Den erstgenannten Effekt habe ich immer bei *Pt*-, *Pd*-, *Bi*- und *Au*-Schichten gefunden. Verschiedene *Ag*- und *Cu*-Schichten können verschiedenen Amplitudeneffekt geben. Ein Silberspiegel zeigte oft einen entgegengesetzten Amplitudeneffekt für verschiedene Teile des Spektrums. In Tabelle 1 habe ich den Winkel 2Ω bei verschiedenen Silberschichten für drei Wellenlängen angegeben.

Tabelle 1.

λ in $\mu\mu$	2Ω		
	1e Schicht	2e Schicht	3e Schicht
618	+ 0,°6	− 1,°2	− 0,°2
534	+ 0,°4	− 0,°2	0
456	+ 0,°2	+ 0,°6	+ 0°,6

Dass geritzte Spiegel für verschiedene Farben einen so verschiedenen Amplitudeneffekt zeigen können, ist in völliger Übereinstimmung mit einer von Ambronn[1] gemachten Beobachtung. Er betrachtete einen feinen Spalt in einer Silberschicht durch ein Nicolsches Prisma und fand, dass der Spalt am hellsten erschien,

[1] H. Ambronn, Ann. d. Phys. *48*. p. 717. 1893. Vergl. auch H. Du Bois, Ann. d. Phys. *46*. p. 542. 1892; F. Braun, Ann. d. Phys. *16*. p. 1. 1905; J. Koenigsberger, Phys. Zeitschr. *12*. p. 637. 1911; Cl. Schaefer, u. F. Reiche, Ann. d. Phys. *35*. p. 817. 1911.

wenn die Polarisationsebene senkrecht zur Spaltrichtung lag; dreht man die Platte um 90°, so wurde der Spalt fast vollkommen dunkel. Viele derartige Spalte lassen bei Parallelstellung der Polarisationsebene Rot, Gelb, Grün, und bei Senkrechtstellung Grün, Blau und Violett durch.

Geritzte Spiegel aus Gold und Silber zeigen immer sowohl Phasen- als Amplitudeneffekt, und die Effekte sind sehr gross. Ich habe Phasendifferenzen, die grösser als 6° gewesen sind, gemessen. Bei geritzten Palladium- und Platinspiegeln dagegen ist das Amplitudenverhältnis so annähernd gleich 1, dass ich in mehreren Fällen nur habe konstatieren können, dass die Absorption, parallel und senkrecht zu den Ritzen, nicht gleich ist. Die Phasendifferenz beträgt nie 1°.

Der absolute Wert des Phasen- und Amplitudeneffekts hängt von der Anzahl Ritzen ab. Dies kann leicht bei Gold- und Silberschichten nachgewiesen werden. In Tabelle 2 enthält jede horisontale Zeile den Wert der Phasendifferenz für die verschiedenen Farben, je nachdem dieselbe *Au*-Schicht mehr oder weniger geritzt worden ist. Je höher die Nummer ist, die eine horisontale Zeile bezeichnet, um so mehr ist der Spiegel geritzt worden.

Tabelle 2.

Nr.	$\Theta_{\lambda=618}$	$\Theta_{\lambda=534}$	$\Theta_{\lambda=456}$	$\Delta_{\lambda=618}$	$\Delta_{\lambda=534}$	$\Delta_{\lambda=456}$	$\frac{\Delta_{\lambda=618}}{\Delta_{\lambda=456}}$
1	1°0′	35′	22′	13′53″	8′48″	6′25″	2,1
2	1°28′	1°9′	30′	20′24″	17′24″	8′44″	2,3
3	1°49′	1°18′	39′	25′16″	19′40″	11′22″	2,2
4	2°20′	1°38′	46′	32′31″	24′44″	14′2″	2,3
5	2°42′	1°54′	57′	37′44″	28′47″	16′37″	2,3
6	3°32′	2°27′	1°17′	49′22″	37′10″	22′29″	2,2
7	3°52′	2°37′	1°24′	54′1″	39′43″	24′32″	2,2
8	4°7′	2°49′	1°32′	57′32″	42′45″	26′51″	2,1
9	4°40′	3°19′	1°50′	1°5′16″	50′24″	32′10″	2,0
10	4°57′	3°30′	1°54′	1°9′15″	53′13″	33′21″	2,1

Aus der Tabelle geht hervor, dass, je mehr eine Schicht geritzt worden ist, je grösser wird der absolute Wert der Phasendifferenz, während die Dispersion annähernd konstant ist. Ich habe eine grosse Anzahl geritzte Goldschichten verschiedener Dicke

hergestellt. Die Phasendifferenz hat für die verschiedenen Schichten sehr gewechselt, aber die Dispersion ist bei allen approximativ gleich gewesen. Ähnliche Messungen wie für Gold habe ich an Schichten aus Kupfer, Silber, Platin, Palladium und Wismut gemacht. Ein Teil der Resultate sind in Tabelle 3 eingeführt. Ich habe die Werte gewählt, die sich am meisten von einander unterschieden, um eine Vorstellung zu geben, innerhalb welcher Grenzen die Schwankungen in Bezug auf die Dispersion vor sich gehen können.

Tabelle 3.

Substanz	$\Delta_{\lambda=618}$	$\Delta_{\lambda=534}$	$\Delta_{\lambda=456}$	$2\Omega_{\lambda=618}$	$2\Omega_{\lambda=534}$	$2\Omega_{\lambda=456}$
Gold	36′48″	30′0″	15′30″	− 24′	− 18′	− 18′
	1°52′0″	1°23′	53′	− 48′	− 36′	− 36′
Kupfer	1°12′	58′	45′	+ 48′	+ 30′	+ 12′
	30′	22′	20′	− 42′	− 24′	− 18′
Wismut	35′	36′	38′	− 30′	− 30′	− 24′
	45′	48′	49′	− 24′	− 24′	− 12′
Palladium	28′	32′	40′	− 12′	—	—
	36′	39′	41′	− 18′	− 18′	− 12′
Platin	30′	36′	39′	− 12′	—	—
	40′	39′	39′	− 6′	—	—
Silber	3°50′	3°36′	3°8′	− 1°12′	− 12′	+ 36′
	2°1′	2°11′	2°13′	+ 36′	+ 24′	+ 12′
Silber (red.)	1°7′	1°12′	1°17′	—	—	—

Für Gold und Kupfer ist die Dispersion gross in Bezug auf sowohl den Phasen- als den Amplitudeneffekt. Das Amplitudenverhältnis wie die Phasendifferenz ist immer für lange Wellenlängen am grössten. Bei Platin, Palladium und Wismut ist die Dispersion für die beiden Effekte sehr klein, und im allgemeinen ist die Phasendifferenz für kurze Wellenlängen am grössten, während das Amplitudenverhältnis immer seinen Maximalwert für Rot hat. Silber ist das Metall, das die am meisten variierende Resultate liefert. Ich habe schon erwähnt, dass das Amplitudenverhältnis sehr von einander abweichende Werte annehmen kann. Gewöhnlich ist die Phasendifferenz für kurze Wellenlängen am grössten, aber ich habe auch Schichten erhalten, wo sie für Rot am grössten gewesen ist. Ausser Kathodenzerstäubten Silberschichten habe ich auch Spiegel untersucht, die durch Reduktion

ammoniakalischer Silbernitratlösung erhalten wurde. Die Resultate der Messung bei einer derartigen Schicht geht aus der letzten horisontalen Zeilen in Tabelle 3 hervor.

Da sowohl Phasen- als Amplitudeneffekt in Bezug auf Grösse und Dispersion sehr verschieden für verschiedene Metalle ist, sieht man ein, dass die optischen Konstanten der Schicht eine entscheidende Rolle spielt. Nach Untersuchungen von Betz[1] weiss man, dass diese für verschiedene Schichten aus demselben Metall recht bedeutend variieren können. Die Schlüsse, die man in Bezug auf den Zusammenhang zwischen z. B. Phasendifferenz und optischen Konstanten machen kann, müssen daher unsicher werden. In diesem Zusammenhang will ich nur erwähnen, dass aus den meisten Messungen, die ich gemacht habe, folgendes approximativ hervorzugehen scheint: Das Verhältnis zwischen den Phasendifferenzen für zwei Farben ist gleich dem invertierten Verhältnis zwischen den Brechungsexponenten dieser beiden Farben.

Wird die geritzte Metallschicht auf chemischen Wege in eine nicht absorbierende Schicht z. B. Jodid verwandelt, werden der Phasen- und Amplitudeneffekt sehr klein. Die Phasendifferenz derartiger geritzten Spiegel ist immer derjenigen bei geritzten Metallschichten entgegengesetzt, d. h. die Komponente, die senkrecht zu den Ritzen schwingt, hat grössere Geschwindigkeit als die, welche denselben parallel schwingt. Die Phasendifferenz ist immer für kurze Wellenlängen am grössten. Der Amplitudeneffekt ist so klein, dass ich ihn nicht habe messen können. Bei Schichten aus Cuprojodid habe ich deutlich konstatiert, dass die Komponente, die den Ritzen parallel schwingt, am meisten absorbiert wird. Als ein Beispiel der Grösse und Dispersion der Phasendifferenz habe ich in Tabelle 4 Resultate von Messungen bei Schichten aus Jodsilber und Cuprojodid angeführt.

Tabelle 4.

Substanz	$\Delta_{\lambda=618}$	$\Delta_{\lambda=534}$	$\Delta_{\lambda=456}$
Jodsilber	− 15′24″	− 17′0″	− 26′0″
Cuprojodid	− 27′30″	− 40′2″	− 50′1″

[1] W. Betz, Ann. d. Phys. *18*. p. 590. 1905.

Aus dem oben erwähnten geht mit Sicherheit hervor, dass geritzte Schichten sowohl Phasen- als Amplitudeneffekt verursachen. Da man weiss, dass kathodenzerstäubte Spiegel voll Rissen sind, liegt es nahe anzunehmen, dass die Doppelbrechung bei diesen nur von Rissen abhängt, die hauptsächlich in einer bestimmten Weise verlaufen. Dass diese Hypothese auf dem einfachsten und natürlichsten Wege die Eigenschaften doppelbrechender kathodenzerstäubter Metallschichten erklärt, werde ich im Folgenden zeigen. Zuerst will ich jedoch über gefundene experimentelle Thatsachen Bescheid geben, welche natürlicherweise von allen dargestellten Hypothesen über die Ursache der Doppelbrechung unabhängig sind.

4. Experimentelle Resultate in Bezug auf kathodenzerstäubte Metallschichten.

Um entscheiden zu können, ob Schichten, die unter verschiedenen Verhältnissen hergestellt werden, verschiedene Resultate liefern, musste ich zuerst untersuchen, ob Schichten, auf dieselbe Weise hergestellt, ähnlichen Eigenschaften zeigten. Tabelle 5 enthält Resultate von Messungen fünf verschiedener Silberschichten, die in einer Minute hergestellt worden sind, indem der Druck im Entladungsrohr $0{,}_{20}$ mm Hg, die Stromstärke 5 M.—A. und das totale Potentialgefälle 2200 Volt ist.

Tabelle 5.

Abstand von der Katode in mm	Δ_1	Δ_2	Δ_3	Δ_4	Δ_5
21	− 34′	− 28′	− 34′	− 15′	− 13′
24	− 30′	− 58′	− 46′	− 17′	− 16′
27	0	− 36′	− 17′	− 23′	+ 9′
30	+ 60′	+ 55′	+ 48′	+ 1°10′	+ 37′
33	+ 2°38′	+ 1°52′	+ 2°12′	+ 2°40′	+ 2°33′
36	+ 2°47′	+ 2°8′	+ 2°51′	+ 3°0′	+ 2°52′
39	+ 2°32′	+ 1°50′	+ 2°10′	+ 2°51′	+ 3°0′
42	+ 1°46′	+ 1°19′	+ 1°21′	+ 2°1′	+ 2°32′
45	+ 1°0′	+ 50′	+ 48′	+ 1°12′	+ 1°38′
48	+ 30′	+ 13′	+ 13′	+ 39′	+ 41′

Das Pluszeichen vor der Phasendifferenz bedeutet, dass die Komponente, die senkrecht zur Bewegungsrichtung der einfallenden Metallpartikel schwingt, grössere Geschwindigkeit hat als die derselben parallel schwingende. Das Minuszeichen bezeichnet den entgegengesetzten Effekt. Aus der Tabelle geht hervor, dass man die Phasendifferenz nur approximativ konstant ansehen kann. Die Grössenordnung des Maximaleffekts ist jedoch dieselbe, und das Maximum der Doppelbrechung liegt bei allen diesen Schichten in einem Abstand von 36—39 mm von der Kathode entfernt.

Um eine Vorstellung zu erhalten, wie die Doppelbrechung variiert, wenn die Dicke der Metallschicht kontinuerlich wächst, stellte ich sieben Silberspiegel her, unter denselben Verhältnissen wie im vorigen Falle. Die Zeit der Entladung ist der Phasendifferenz (Δ) als Index beigefügt. Die Resultate gehen aus Tabelle 6 hervor. Die angegebenen Werte gelten für grünes Licht.

Tabelle 6.

Abstand von der Kathode in mm	$\Delta_{15\text{ sek.}}$	$\Delta_{30\text{ sek.}}$	$\Delta_{1\text{ min.}}$	$\Delta_{2\text{ min.}}$	$\Delta_{3\text{ min.}}$	$\Delta_{4\text{ min.}}$	$\Delta_{6\text{ min.}}$
3	$-14'$	$-25'$	0	0	0	0	0
6	$+11'$	$+6'$	0	0	0	0	0
9	$+37'$	$+14'$	0	0	0	0	0
12	$+1^0 17'$	$+16'$	0	0	0	0	0
15	$+1^0 28'$	$+25'$	0	0	0	0	0
18	$+1^0 38'$	$+48'$	$-10'$	0	0	0	0
21	$+1^0 28'$	$+1^0 17'$	$-34'$	$-6'$	0	0	0
24	$+48'$	$+1^0 56'$	$-30'$	$-18'$	0	0	0
27	$+27'$	$+2^0 20'$	0	$-34'$	0	0	0
30	$+6'$	$+1^0 56'$	$+50'$	$-41'$	$-21'$	0	0
33	0	$+1^0 26'$	$+2^0 39'$	$-37'$	$-34'$	0	0
36	0	$+50'$	$+2^0 47'$	0	$-39'$	$-39'$	0
39	0	$+27'$	$+2^0 32'$	$+55'$	$-30'$	$-55'$	$-18'$
42	0	$+8'$	$+1^0 46'$	$+2^0 5'$	0	$-41'$	$-39'$
45	0	0	$+1^0 0'$	$+2^0 26'$	$+53'$	$+13'$	$-41'$
48	0	0	$+30'$	$+1^0 45'$	$+1^0 24'$	$+1^0 19'$	$-23'$
51	0	0	$+7'$	$+44'$	$+1^0 38'$	$+2^0 6'$	$+13'$
54	0	0	0	$+21'$	$+1^0 26'$	$+1^0 52'$	$+1^0 0'$
57	0	0	0	$+6'$	$+54'$	$+1^0 0'$	$+1^0 38'$

Wenn die Dicke der keilförmigen Schicht wächst, entfernt sich das Maximum der Doppelbrechung von der Kathode, gleichzeitig damit dass der Effekt in unmittelbarer Nähe derselben zuerst negativ wird und dann völlig verschwindet. Sehr bemerkenswert ist, dass die negative Doppelbrechung nicht auf die unmittelbare Nähe der Kathode beschränkt ist; sie kann überall in der Schicht erscheinen.

Ähnliche Messungen habe ich bei Gold- und Kupferschichten gemacht. Auch bei diesen verschwindet die Doppelbrechung, wenn die Dicke kontinuierlich wächst.

Aus dem Erwähnten sieht man unmittelbar ein, warum Rumpelt[1] misslang, als er versuchte, die Abhängigkeit der Doppelbrechung von der Schichtdicke zu bestimmen. Er verfuhr auf folgende Weise. Die eine Hälfte der Glasplatte wurde mit einem dünnen Glimmerplatte abgedeckt, an dem ein paar Eisenstückchen befestigt waren. Nach kurzer Zerstäubungszeit wurde die Blende fortgezogen und auf dem ganzen Glasstreifen weiter zerstäubt. Er mass die Phasendifferenz dieser zwei Schichten verschiedener Dicke und bildete ihre Differenz.

Aus Tabell 6 geht auch hervor, dass es nicht erlaubt ist anzunehmen, dass die Phasendifferenz, die eine Schicht verursacht, proportional zu der Dicke der Schicht ist, wie dies Kaempf und Rumpelt tun.

In der unmittelbaren Nähe der Kathode kann negative Doppelbrechung bei allen Metallen erscheinen. An anderen Stellen der Schicht dagegen habe ich sie nur bei Silberschichten gefunden.

Platin- und Palladiumschichten verhalten sich anders. Das Maximum der Doppelbrechung liegt immer in einem Abstand von 15—20 mm von der Kathode. Stellt man eine Platinschicht während einer Zeit von zehn Minuten ununterbrochen her, wird die Doppelbrechung grösser als wenn die Schicht während einer Zeit von fünf Minuten gebildet worden wäre. Wird ein Strom von 3 M.—A. durch das Entladungsrohr gesendet, wenn die Kathode aus Platin besteht, und der Druck des Wasserstoffs $0{,}_{20}$ mm Hg beträgt, steigt der Druck in 4 sek. bis $0{,}_{98}$ mm Hg. Dies zeigt, dass ein Platinblech recht grosse Mengen von Wasserstoff enthält, der abgegeben wird, wenn man das Blech ein wenig erwärmt. Gleichzeitig damit, dass der Wasserstoff sich entwickelt, rollt sich das Kathoden-

[1] H. Rumpelt, l. c. p. 637.

blech zusammen. Eine derartige Formänderung erscheint nicht, wenn das Entladungsrohr mit Luft gefüllt ist. Während der kurzen Zeit des Stromdurchgangs, wird das Kathodenblech ungleichmässig erwärmt. Die Wasserstoffmenge, die sich entwickelt, hängt von der Temperatur ab. In einem gewissen Augenblick enthält daher verschiedene Teile der Kathode nicht gleich grosse Menge Wasserstoff. Dass das Blech sich verzieht, zeigt, dass das Volumen des Platins von der Menge Wasserstoff, den es enthält, abhängt. Beschläge aus Platin und Palladium absorbieren Wasserstoff. Entweicht dieser, ändert sich das Volumen und die Schichten zerbersten. Es sind mithin mehrere Faktoren, die auf die Eigenschaften der Platin- und Palladiumschichten einwirken als z. B. auf die der Silberschichten. Die einfachsten Bedingungen sind daher bei den letzteren zu erwarten. Aus diesem Grund habe ich Silberschichten am meisten eingehend untersucht.

Indem man die Klemmspannung der Maschine und die Grösse der in die Leitung eingeführten Widerstände abändert, wird es möglich zu entscheiden, wie das Maximum der Doppelbrechung von Druck, Kathodengefälle und Stromdichte abhängt. Hierbei wurde die Zeit der Entladung so angepasst, dass die Doppelbrechung in einem Abstand von etwa 35 mm von der Kathode am grössten war. Die erhaltenen Resultate sind in Tabelle 7 eingeführt.

Tabelle 7.

Druck in mm Hg.	Stromst. M.-A.	Potentialgef.	Max. Doppelbr.
0,05	1,8	2800	$4^0 50'$
0,14	3,8	2850	$3^0 21'$
0,18	4,5	2650	$2^0 57'$
0,18	3,9	2300	$3^0 15'$
0,20	5,0	2200	$2^0 50'$
0,20	4,0	2000	$3^0 5'$
0,20	12,0	2800	$2^0 34'$
0,20	5,5	2400	$2^0 20'$
0,25	5,8	2000	$1^0 38'$
0,30	6,0	2000	$1^0 48'$
0,33	5,0	1600	$1^0 43'$
0,33	18,0	2800	$1^0 40'$
1,00	9,0	2000	$1^0 20'$
1,50	17,0	1500	$53'$

Die Tabelle zeigt, dass die Doppelbrechung in sehr geringem Grade von Stromstärke und Kathodengefälle abhängig ist. Der Druck spielt eine entscheidende Rolle. Je grösser der Druck ist, um so kleiner wird die Doppelbrechung.

Um zu untersuchen, wie die Eigenschaften der Fläche des Glases auf die Doppelbrechung einwirkt, machte ich folgende Anordnung. Das Glas wurde an einer vertikal gestellten Kupferscheibe befestigt. Durch Neigen des Entladungsrohres konnte man bewirken, dass die Scheibe von einander abweichende Winkel mit der Kathode bildete. Diese bestand aus einem Silberblech, das an der einen Seite mit Aluminium gedeckt war. Dreht man den Schliff um 180°, wurden verschiedene Seiten der Kathode gegen das Glas gekehrt. Nachdem die Glasscheibe mit warmer Salpetersäure, Wasser, Alkohol und Äther genau gereinigt worden war, wurde sie an der erwähnten Kupferscheibe befestigt, und unmittelbar nach der Evakuierung des Rohres wurde die Metallschicht hergestellt. Die abgelesene Phasendifferenz (Δ_1) ist in Tabelle 8 eingeführt. Dieselbe Glasplatte wurde noch einmal in ähnlicher Weise gereinigt. Nachdem sie in dem evakuierten Entladungsrohr mehr als 24 Stunden gelegt hatte, liess ich einen kräftigen Kathodenstrahlenbüschel senkrecht zum Glas fallen. Einige Minuten darauf wurde die Metallschicht unter denselben Verhältnissen wie vorher hergestellt. Das Resultat (Δ_2) geht aus Tabelle 8 hervor.

Tabelle 8.

Abstand von der Glaskante in mm.	Δ_1	Δ_2
3	− 48′	0
6	− 53′	− 9′
9	− 32′	− 11′
12	+ 18′	− 14′
15	+ 1°47′	− 9′
18	+ 2°33′	0
21	+ 2°6′	+ 7′
24	+ 50′	+ 6′
27	+ 21′	0

Die Behandlung, die die Fläche des Glases erfahren hat, ehe sich Metall an demselben bildet, wirkt in hohem Grade auf die Doppelbrechung ein. Dass dieses nur darauf beruht, dass die

Glasplatte durch die Kathodenstrahlen gereinigt worden ist, davon habe ich mich überzeugt. Das Glas wurde nicht durch das Bombardieren doppelbrechend. Dieselbe Glasplatte wurde gereinigt und aufs neue eingelegt. Diesmal liess ich während einer langen Zeit den Strom durch das Rohr hindurchgehen, aber das Glas wurde vor den Kathodenstrahlen geschützt. Die Schicht, die sich darauf am Glase bildete, hatte approximativ dieselbe Doppelbrechung als die zuerst erhaltene Schicht. Dass die Beschaffenheit der Fläche eine grosse Rolle spielt, ist es mir auch gelungen, auf die folgende Weise experimentell zu zeigen.

Wird eine Silberschicht ununterbrochen während vier Minuten hergestellt, erhält man ein Resultat, das aus Tabelle 6 hervorgeht. Die Doppelbrechung erscheint dann nur in einem grossen Abstand von der Kathode und ist sowohl + wie −. Ich stellte eine Silberschicht während einer Zeit von vier Minuten her; die Entladung geschah in Perioden, jede von welchen eine Minute lang dauerte. Nach der dritten Entladung lag die Schicht 24 Stunden in Luft. Die Doppelbrechung ($\Delta_{4\text{ min.}}$), welche die Schicht nach der vierten Entladung zeigte, ist in Tabelle 9 eingeführt.

Eine Schicht wurde in einer Minute gebildet; die so erhaltene Schicht liess ich 24 Stunden im Entladungsrohr liegen, das die ganze Zeit evakuiert war. Danach ging der Strom von neuem durch das Rohr währen einer Minute hindurch. Die Phasendifferenz ($\Delta_{2\text{ min.}}$) geht aus Tabelle 9 hervor.

Tabelle 9.

Abstand von der Kathode in mm	Δ_4 min.	Δ_2 min.
9	+ 2°0′	+ 2′
12	+ 2°23′	+ 11′
15	+ 3°0′	+ 31′
18	+ 2°46′	+ 1°12′
21	+ 2°28′	+ 1°51′
24	+ 1°28′	+ 2°30′
27	+ 5°20′	+ 3°0′
30	+ 7°10′	+ 3°30′
33	+ 7°20′	+ 3°45′
36	+ 6°0′	+ 3°20′
39	+ 5°3′	+ 2°40′
42	+ 4°5′	+ 1°40′
45	+ 2°46′	+ 41′
48	+ 1°52′	+ 20′

Vergleicht man die Werte in Tabelle 9 mit denjenigen in Tabelle 6, findet man, dass die Phasendifferenz derselben Dicke in den beiden Fällen sehr verschieden ist. Dies zeigt, dass kathodenzerstäubte Metallbeschläge mit der Zeit Veränderungen erfahren. Diese wirken in hohem Grade auf die Doppelbrechung ein. Alle Schichten, die in Tabelle 6 eingeführt sind, zeigen negative Doppelbrechung. In Tabelle 9 sind alle Werte positiv. Die Veränderungen, die Metallschichten mit der Zeit erfahren, wirken also auch auf die Art der Doppelbrechung ein. Goldschichten zeigen ähnliche Eigenschaften. Die Bedingung dafür, dass die Veränderungen mit der Zeit sich bei diesen deutlich merkbar machen sollen, ist, dass der Interwall zwischen den Schichtbildungen länger als für Silber sein muss.

Da man jetzt aus dem Erwähnten weiss, dass die Doppelbrechung davon abhängt, ob die Schicht ohne Unterbrechung hergestellt wird, oder ob dies mit kürzerer oder längerer Zeit zwischen den Entladungen geschieht, fragt sich, ob auch die Doppelbrechung sich mit der Zeit nach der Herstellung der Schicht verändert. Mehrere Tage nacheinander mass ich die Phasendifferenz einer Silberschicht. Die Doppelbrechung war immer dieselbe. Sie ist mithin von der Zeit unabhängig.

Es ist denkbar, dass die Veränderungen der Doppelbrechung nur dann geschehen, wenn die Schicht im Entladungsrohre liegt. Ein Metallspiegel, der 24 Stunden in einem evakuierten Rohr gelegt hatte, zeigte dieselbe Doppelbrechung als vorher. Wenn man eine Aluminiumkathode benutzte und der Strom durch das Rohr während einiger Minuten hindurchging, gleichzeitig damit dass die Schicht drin lag, veränderte sich nicht die Doppelbrechung derselben.

Um zu entscheiden, wie die letzt gebildete Schicht auf untere Schichten einwirkt, stellte ich eine Goldschicht her und mass die Doppelbrechung (Δ'_{Au}) derselben. Eine Silberschicht bildete sich über der Goldschicht in 75 sek. und unter einem Druck von 0,3 mm Hg. Die Phasendifferenz, die jetzt aufgemessen wurde, ist in Tabelle 10 mit (Δ_{Ag}) bezeichnet. Das Silber wurde mit Hilfe von Salpetersäure entfernt. Die Doppelbrechung der Goldschicht war nun (Δ''_{Au}). Aus Tabelle 10 geht hervor, dass die Doppelbrechung einer Schicht niemals dadurch grösser werden kann, dass eine neue Schicht sich an derselben bildet. Die Phasendifferenz scheint dagegen an jedem Punkt abzunehmen.

Tabelle 10.

Abstand von der Kathode in mm	Δ'_{Au}	Δ_{Ag}	Δ''_{Au}
6	+ 21′	+ 4°30′	0
9	+ 35′	+ 5°50′	+ 14′
12	+ 46′	+ 3°40′	+ 16′
15	+ 54′	+ 3°7′	+ 18′
18	+ 54′	+ 1°50′	+ 18′
21	+ 1°0′	+ 50′	+ 17′

Dass die Doppelbrechung der Goldschicht abgenommen hat, könnte davon abhängen, dass die Säure etwas Chlor, das das Goldschicht angriffe, enthielt. Ich liess daher eine doppelbrechende Goldschicht einige Zeit in Salpetersäure liegen. Ich fand, dass die Phasendifferenz infolge der Einwirkung der Säure immer grösser wurde. Die Bedingung dafür dass die Änderung deutlich sichtbar wird, ist, dass die Schicht eine längere Zeit in der Säure liegt, als notwendig ist, um die Silberschicht beim vorigen Versuche zu entfernen.

Um zu untersuchen, wie eine kleine Ätzung auf die Doppelbrechung einwirkt. stellte ich eine Goldschicht her, die so dick war, dass sie keine Phasendifferenz zeigte. Auf den Goldspiegel liess ich Joddampf einwirken. Ein Teil von diesen wird am Spiegel verdichtet. Jod vereinigt sich sehr langsam mit Gold. Die kleinen Mengen, die sich an die Schicht abgesetzt haben, werden daher langsam die Fläche des Goldes ätzen. Ich mass die Phasendifferenz der Schicht in verschiedenen Zeiten, die in Tabelle 11 von dem Augenblick gerechnet sind, da die erste Messung gemacht wurde. Aus der Tabelle geht hervor, dass die Doppelbrechung infolge der Ätzung kontinuierlich wächst.

Hat die Kathode die Form eines Drahtes, der senkrecht zu dem Glas steht, erhält man einen kreisförmigen Beschlag, wo die Achsen der Doppelbrechung radial und tangential liegen. Wenn die Kathode ein Blech ist, das senkrecht zur Glasscheibe und symmetrisch über derselben hängt, liegen die Achsen der Doppelbrechung parallel und senkrecht zur Fläche des Bleches.

Tabelle 11.

Zeit	Δ
0 Min.	+ 4′
2 »	+ 33′
4 »	+ 46′
6 »	+ 55′
12 Stund.	+ 1°18′

Wenn dagegen das Blech in seiner eignen Ebene so gerückt wird, dass die Mitte des Bleches ausserhalb der Glasscheibe kommt, ändert sich die Lage der Achsen. Sie liegen jetzt parallel und rechwinklig zu der Bewegungsrichtung der einfallenden Partikel. Wenn eine Glasscheibe so eingeführt wird, dass sie horisontal und rechtwinklig zu einer vertikal gestellter Kathode liegt, bilden sich Metallbeschläge auch an der Seite, die von der Kathode abgekehrt ist. Um diese Seite des Glases zu erreichen, müssen die Metallpartikel rund um das Glas gehen. Ihre Einfallsrichtung ist daher derjenigen der Partikel entgegengesetzt, die an die obere Seite des Glases kommen. Die Phasendifferenz der Schichten, die an den beiden Seiten des Glases vorhanden sind, hat immer entgegengesetzte Zeichen. Aus dem Erwähnten kann man den Schluss ziehen, dass die Lage der Achsen von der Bewegungsrichtung der einfallenden Metallpartikel, wenn sie die Platte treffen, bestimmt wird.

Im Vorigen habe ich hauptsächlich die Faktoren untersucht, die auf den absoluten Wert der Phasendifferenz einwirken. Dass diese Faktoren auch eine grosse Bedeutung für den Amplitudeneffekt haben, glaube ich nur erwähnen zu dürfen. Im Folgenden dagegen will ich die Eigenschaften der Doppelbrechung behandeln, die in kathodenzerstäubten Metallschichten vorhanden sind.

Wenn man eine Ausnahme für Silber macht, hat die Komponente, die senkrecht zur Bewegungsrichtung der einfallenden Partikel schwingt, grössere Geschwindigkeit als die derselben parallel schwingende. Bei Platin, Palladium und Wismut wird die Komponente, die senkrecht zur Bewegungsrichtung der einfallenden Partikel schwingt, immer stärker geschwächt. Diesen Effekt bezeichne ich mit — den entgegengesetzten mit +. Bei Silber, Gold und Kupfer habe ich sowohl — als + Effekt gefunden.

Schichten aus Wismut, Platin und Palladium zeigen gewöhnlich einen grossen Phasen- und Amplitudeneffekt. In Goldschichten dagegen ist die Phasendifferenz klein. Es ist mir gelungen, bis auf 10 Goldspiegel herzustellen, die keine Phasendifferenz verursachten. Alle diese zeigten jedoch einen grossen Amplitudeneffekt, der immer + ($2\,\Omega > 1^0$) war.

Schon aus Tabelle 5 geht hervor, dass die Phasendifferenz in verschiedenen Punkten einer Schicht verschiedene Werte annehmen kann. In einer gewissen Abstand von der Kathode hat die Phasendifferenz ein Maximum, und bei einem anderen Abstand ändert sich das Zeichen derselben. Dazu kommt, dass verschiedene Farben sehr von einander abweichende Werte liefern. Für drei Farben habe ich die Phasendifferenz und den Amplitudeneffekt an verschiedenen Stellen einer Silberschicht gemessen. Das Resultat, das aus Tabelle 12 hervorgeht, ist sehr überraschend.

Tabelle 12.

Abstand von der Kathode in mm	$\Delta_{\lambda=618}$	$\Delta_{\lambda=534}$	$\Delta_{\lambda=456}$	$2\,\Omega_{\lambda=618}$	$2\,\Omega_{\lambda=534}$	$2\,\Omega_{\lambda=456}$
18	− 2′	− 11′	− 9′	+ 1°48′	+ 1°0′	+ 30′
21	+ 30′	− 25′	− 20′	+ 2°48′	+ 1°36′	+ 1°0′
27	+ 1°5′	− 33′	− 32′	+ 2°48′	+ 3°6′	+ 1°30′
30	+ 2°6′	− 15′	− 35′	+ 2°36′	+ 3°30′	+ 2°6′
33	+ 3°16′	+ 25′	− 27′	+ 1°12′	+ 3°30′	+ 2°12′
36	+ 4°0′	+ 1°25′	− 3′	0	+ 2°12′	+ 2°0′
39	+ 3°20′	+ 2°0′	+ 6′	− 1°12′	+ 1°6′	+ 1°54′
42	+ 3°7′	+ 2°24′	+ 24′	− 1°18′	0	+ 1°30′
48	+ 40′	+ 1°23′	+ 41′	− 1°36′	− 36′	+ 1°18′
51	+ 3′	+ 20′	+ 35′	—	—	—

Die Phasendifferenz kann an einer Stelle für rotes Licht positiv aber für grünes und blaues negativ sein. Die Zeichenänderung geschieht in verschiedenen Abstanden von der Kathode für verschiedene Wellenlängen. Aus diesem ergiebt sich, dass die Phasendifferenz einer Farbe Null sein kann, während sie für andere Farben sehr gross ist. Wie die Phasendifferenz hat auch das Amplitudenverhältnis ein Maximum. Für die beiden Effekte treten diese nicht gleichzeitig auf. Auch das Zeichen des Amplituden-

effekts ändert sich, und diese Zeichenänderung geschieht für verschiedene Wellenlängen in verschiedenen Punkten der Schicht. Aus dieser Tabelle geht auch hervor, dass es in Bezug auf Silber sinnlos ist, von der Dispersion der Phasendifferenz oder des Amplitudeneffekts zu sprechen, denn diese ist an verschiedenen Stellen der Schicht verschieden. Es fragt sich dann, ob diese Verschiedenheit nur davon abhängt, dass die Dicke der Schicht eine kontinuierliche Veränderung erfährt, oder ob die Struktur variiert. Macht man Schichten verschiedener Dicke, wie an Seite 40 beschrieben ist, findet man, dass sich das Maximum der verschidenen Farben gleichzeitig von der Kathode entfernt. Durch Anpassung der Zeit der Zerstäubung, kann man also in einem angegebenen Abstand eine beliebige Dispersion erhalten. Aus diesem schliesst man, dass Schwankungen der Struktur nicht von den verschiedenen Abständen, die die verschiedenen Partikel von der Kathode zu der Glasplatte zurückgelegt haben, abhängen können. Um dies zu veranschaulichen, habe ich in Tabelle 13 Werte der Phasendifferenz und des Amplitudeneffekts bei einer Ag-Schicht, während einer doppelt so längere Zeit als die vorige (Tab. 12) hergestellt.

Tabelle 13.

Abstand von der Kathode in mm	$\Delta_{\lambda=618}$	$\Delta_{\lambda=534}$	$\Delta_{\lambda=456}$	$2\,\Omega_{\lambda=618}$
15	− 20′	− 3′	− 4′	—
20	− 23′	− 4′	− 5′	—
25	− 22′	− 2′	0	—
30	− 34′	− 11′	0	+ 36′
35	− 36′	− 25′	0	+ 2°36′
40	+ 4′	− 20′	− 11′	+ 3°24′
45	+ 1°12′	+ 5′	− 15′	+ 2°48′
50	+ 2°20′	+ 40′	− 5′	+ 1°30′
55	+ 2°20′	+ 1°26′	+ 21′	− 30′
60	+ 1°50′	+ 1°41′	+ 30′	− 1°36′

Dass die Dicke nur eine sekundäre Rolle spielt, geht schon aus Tabelle 9 hervor. Man sieht ein, dass zwei gleich dicke Schichten, die nicht während einer gleich langen Zeit hergestellt worden sind, in demselben Abstand von der Kathode, verschiedene Dispersion zeigen müssen, eine Thatsache, die deutlich hervorgeht,

wenn man die Werte in Tabelle 13 mit denen in Tabelle 14 vergleicht. Die letzteren habe ich auf folgende Weise erhalten. Nachdem die vorige Schicht 12 Stunden geliegen hatte, mass ich die Phasendifferenz derselben für verschiedene Farben. Ich erhielt dann dieselben Werte wie in Tabelle 13. Über dieser verhältnismässig dicken Schicht bildete ich einen anderen sehr dünnen Beschlag aus Silber. Die Werte der Phasendifferenz bei dieser Schicht sind in Tabelle 14 eingeführt.

Tabelle 14.

Abstand von der Kathode in mm	$\Delta_{\lambda=618}$	$\Delta_{\lambda=534}$	$\Delta_{\lambda=456}$
15	+ 2°33′	+ 1°38′	+ 35′
20	+ 1°54′	+ 1°30′	+ 57′
25	+ 1°14′	+ 1°15′	+ 40′
30	+ 1°21′	+ 1°10′	+ 20′
35	+ 28′	+ 58′	+ 6′

Die Dispersion eines Ag-Spiegels kann, von der Dicke unabhängig, alle beliebigen Werte annehmen. Eine mehrfache Reflexion spielt also keine Rolle. Die Variation der Doppelbrechung mit dem Abstand von der Kathode muss von Verschiedenheiten in der Struktur der Schicht abhängen, und diese Struktur wird von der Herstellungsart der Schicht bedingt.

Bei allen Metallschichten, die untersucht worden sind, habe ich gefunden, dass die Dispersion vom Abstand von der Kathode und der Herstellungsart der Schicht abhängt. Um ein Beispiel der Änderungen der Dispersion mit dem Abstand zu geben, habe ich in Tabelle 15 vollständige Messungen einer Palladiumschicht, die ohne Unterbrechung hergestellt worden ist, eingeführt.

Aus der Tabelle geht hervor, dass die Phasendifferenz für Rot in der Nähe der Kathode, für Blau aber in einem Abstand von nur einigen cm von derselben am grössten ist. Wie Palladium verhalten sich Platin und Wismut. In Schichten aus Gold und Kupfer ist die Phasendifferenz immer für Rot am grössten.

Tabelle 15.

Abstand von der Kathode in mm	$\Delta_{\lambda=618}$	$\Delta_{\lambda=534}$	$\Delta_{\lambda=456}$	$2\Omega_{\lambda=618}$	$2\Omega_{\lambda=534}$	$2\Omega_{\lambda=456}$
10	+ 3°37′	+ 2°32′	+ 2°27′	− 1°48′	− 1°12′	− 1°0′
15	+ 3°7′	+ 2°50′	+ 2°50′	− 1°42′	− 54′	− 48′
20	+ 2°47′	+ 2°32′	+ 2°22′	− 1°12′	− 42′	− 42′
25	+ 2°5′	+ 1°48′	+ 2°47′	− 48′	− 36′	− 24′
30	+ 1°14′	+ 1°16′	+ 1°17′	− 36′	− 24′	− 18′
35	+ 44′	+ 46′	+ 50′	− 24′	− 24′	− 18′
40	+ 24′	+ 26′	+ 29′	—	—	—

Stellte ich eine Wismutschicht ohne Unterbrechung während 4 Minuten her, erhielt ich die Werte (Δ'), die in Tabelle 16 eingeführt sind. Nach einer Zeit von drei Stunden bildete sich über der vorigen eine neue dünne Schicht aus Wismut (Zerst. Zeit 45 sek.). Die Dispersion war jetzt eine andere. Die Werte (Δ'') der Phasendifferenz gehen aus Tabelle 16 hervor.

Tabelle 16.

Abstand von der Kathode in mm	$\Delta'_{\lambda=618}$	$\Delta'_{\lambda=534}$	$\Delta'_{\lambda=456}$	$\Delta''_{\lambda=618}$	$\Delta''_{\lambda=534}$	$\Delta''_{\lambda=456}$
15	1°24′	1°22′	1°21′	2°8′	2°12′	2°21′
20	1°35′	1°32′	1°31′	1°56′	1°59′	2°4′
25	1°19′	1°12′	1°11′	1°14′	1°14′	1°13′

Eine Palladiumschicht, die keine Doppelbrechung zeigte, wurde von Kathodenstrahlen erwärmt. Hierdurch wurde die Schicht nicht doppelbrechend. Über der so behandelten Schicht bildete sich in der gewöhnlichen Weise ein neuer dünner Beschlag aus Palladium. Bei Messung der Phasendifferenzen erhielt ich die Werte, die in Tabelle 17 eingeführt sind.

Tabelle 17.

$\Delta_{\lambda=618}$	$\Delta_{\lambda=537}$	$\Delta_{\lambda=456}$
34′	38′	44′

Die Dispersion hängt also von der Weise ab, in welcher die Schichten hergestellt werden. Bilden sich die Metallschichten in einer möglichst kurzen Zeit, ist die Phasendifferenz für Rot am grössten. Aus Tabelle 18 gehen die Werte der Phasendifferenz und des Amplitudeneffekts für verschiedene Metalle und Farben in einem Abstand von 20 mm von der Kathode hervor, wenn die Schichten ohne Unterbrechung hergestellt worden sind.

Tabelle 18.

Substanz	$\Delta_{\lambda=618}$	$\Delta_{\lambda=534}$	$\Delta_{\lambda=456}$	$2\Omega_{\lambda=618}$	$2\Omega_{\lambda=534}$	$2\Omega_{\lambda=456}$
Gold . . .	$1^0 56'$	$1^0 3'$	48′	$+ 2^0 18'$	$+ 1^0 18'$	− 18′
Kupfer . .	$1^0 0'$	44′	41′	− 48′	− 30′	− 24′
Wismut . .	$1^0 38'$	$1^0 31'$	$1^0 27'$	$- 1^0 6'$	− 42′	− 30′
Platin . . .	$2^0 31'$	$2^0 24'$	$2^0 20'$	$- 1^0 30'$	$- 1^0 30'$	$- 1^0 24'$
Palladium .	$2^0 47'$	$2^0 32'$	$2^0 22'$	$- 1^0 6'$	− 42′	− 36′

Bei den vorbereitenden Versuchen benutzte ich Wechselstrom, und stellte die Schichten in Perioden her. Ich fand, dass die Phasendifferenz von Platin, Wismut und Palladium für blaues Licht am grössten war. Dies gilt, wenn die Schichten dünn und in Perioden hergestellt worden sind.

Eine Goldschicht die ich in Luft herstellte, war in durchgehendem Licht grün bis in einem Abstande von 30 mm von der Kathode, aber in weiterem Abstande von der Kathode war sie blau. Bei dem Übergang von Grün zu Blau fand eine Diskontinuität in Bezug auf die Phasendifferenz für Rot und Blau statt, während die Phasendifferenz für Grün konstant war. Aus Tabelle 19 gehen die Werte der abgelesenem Drehungswinkel und die berechneten Phasendifferenzen an den beiden Seiten der Grenzlinie zwischen der grünen und blauen Schicht hervor.

Tabelle 19.

Abstand von der Kathode	$\Theta_{\lambda=618}$	$\Theta_{\lambda=534}$	$\Theta_{\lambda=456}$	$\Delta_{\lambda=618}$	$\Delta_{\lambda=534}$	$\Delta_{\lambda=456}$
25	$4^0 50'$	$1^0 50'$	$2^0 0'$	$+ 1^0 7'$	$+ 28'$	$+ 35'$
28	$4^0 50'$	$1^0 40'$	$2^0 35'$	$+ 1^0 7'$	$+ 25'$	$+ 46'$
32	$7^0 48'$	$1^0 40'$	$40'$	$+ 1^0 49'$	$+ 25'$	$+ 12'$
35	$6^0 26'$	$1^0 30'$	$35'$	$+ 1^0 30'$	$+ 23'$	$+ 10'$

Nur hieraus versteht man, wie zwecklos es ist zu versuchen, einen Schluss über den Zusammenhang zwischen den optischen Konstanten und der Grösse der Doppelbrechung zu ziehen.

Wird eine doppelbrechende Metallschicht in Jodid oder Oxyd verwandelt, geht die Phasendifferenz in die entgegengesetzte über. Als ein Beispiel der Grösse und Dispersion der Phasendifferenz habe ich in Tabelle 20 Resultate von Messungen bei einer Jodsilberschicht angeführt.

Tabelle 20.

$\Delta_{\lambda=618}$	$\Delta_{\lambda=534}$	$\Delta_{\lambda=456}$
$- 13'$	$- 20'$	$- 32'$

5. Diskussion über die Ursache der Doppelbrechung.

In der geschichtlichen Übersicht habe ich die verschiedenen Annahmen, die man gemacht hat, um die Doppelbrechung in kathodenzerstäubten Metallschichten zu erklären, auseinandergesetzt. Da Rumpelt nachgewiesen hat, dass die von Kaempf gemachte Hypothese unrichtig ist, brauche ich nicht dieselbe zu diskutieren. Kundt, Dessau, Granqvist, Ambronn und Rumpelt gehen von derselben Grundannahme aus. Sie sind der Ansicht, dass die einzelnen Metallteilchen aus irgend einer Ursache sich in einer gewissen Weise auf der Platte orientiert absetzen. Zuerst will ich untersuchen, ob diese Ansicht in Übereinstimmung mit den oben angeführten experimentellen Thatsachen sind.

Wenn die Metallteile während ihrer Bewegung gerichtet werden, muss die Doppelbrechung von den Eigenschaften der Fläche, an der die Schicht sich bildet, unabhängig sein. Aus den Experimenten wissen wir, dass der absolute Wert der Phasendifferenz und des Amplitudeneffekts in hohem Grade von diesem Faktor abhängt.

Diese angenommenen orientierenden Kräfte können nur während der Zeit, in welcher die Entladung dauert, thätig sein. Ausserdem versteht sich von selbst, dass die Kräfte, die in einem gewissen Augenblick wirken, von der Zeit der Entladung unabhängig sein müssen, vorausgesetzt dass diese Zeit lang ist, im Vergleich mit derjenigen, welche die Partikel bedürfen, um von der Kathode zu der Glasplatte zu gehen. Diese Hypothese kann keine Erklärung darüber geben, warum die Doppelbrechung verschieden ist, wenn die Schicht mit und ohne Unterbrechungen hergestellt wird.

Wenn die Partikel geordnet auf die Platte hinabfallen, muss die Anzahl Teile in Volumeinheit wachsen, je länger die Entladung dauert. Die Doppelbrechung in einer dicken Schicht muss also grösser als in einer dünnen sein. Die Experimente zeigen, dass die Doppelbrechung abnehmen kann, wenn die Dicke wächst.

Hieraus ziehe ich den folgenden Schluss. Wenn die Doppelbrechung davon abhängt, dass die Schicht aus orientierten Teilchen gebaut ist, kann die Orientierung der Teile nicht während der Bewegung von der Kathode zu dem Glase geschehen.

Wenn die verschiedenen Partikel, nachdem sie die Glasplatte erreicht haben, geordnet werden, kann diese Orientierung nur dann statt finden, wenn die Metallteile auf das Glas fallen. Die Doppelbrechung ist nämlich von der Zeit unabhängig, die nach dem Bilden der Schicht vergangen ist. Kräfte, die von der Kathode während des Stromdurchgangs ausgehen, können nicht eine orientierende Wirkung haben, denn, wenn man eine Aluminiumkathode benutzt, und ein Strom durch das Rohr geht, indem die Schicht drin liegt, ändert sich die Doppelbrechung nicht.

Durch die Experimente wissen wir, dass die Doppelbrechung einer unteren Schicht nie dadurch grösser werden kann, dass eine neue Schicht sich auf derselben bildet. Wenn eine Orientierung geschieht, muss sie in dem Augenblick stattfinden, wenn die Schicht gebildet wird. Dass die Veränderungen, welche die vorher vorhandene Schicht mit der Zeit nachweisbar erfährt, dabei eine so entscheidende Rolle spielen würden, ist unerklärlich.

Da das Maximum der Doppelbrechung in einem beliebigen Abstand von der Kathode liegen kann, sieht man ein, das elektrische Kräfte keine Art Orientierung, die auf die Doppelbrechung einwirkt, verursachen können. Zu demselben Schluss kommt man, wenn man bedenkt, dass die Achsen der Doppelbrechung von der Bewegungsrichtung der einfallenden Partikel bestimmt werden. Es scheint mir auch schwerständlich, warum eine kleine Ätzung einer Schicht, die aus orientierten Teilen aufgebaut ist, die Doppelbrechung grösser machen würde.

Welche Eigenschaften die Metallschichten besitzen, die aus orientierten Teilen bestehen, weiss man nicht. Aus dem erwähnten geht jedoch hervor, dass man mit Kenntnis von nur den Faktoren, die auf die Doppelbrechung einwirken, schliessen kann, dass die vorher gemachten Annahmen über die Ursache der Doppelbrechung in kathodenzerstäubten Metallschichten sehr unwahrscheinlich sind.

Nach Kaempf zeigen die Spiegel mit sehr starker Doppelbrechung unter dem Mikroskop feine Risse und Sprünge, die vorzugsweise in tangentialer Richtung verlaufen. Um die Doppelbrechung in kathodenzerstäubten Metallschichten zu erklären, braucht man nur anzunehmen, dass alle Schichten solche Risse haben. Eine derartige Struktur könnte auf die folgende Weise entstehen. Nach dem vorigen wissen wir, dass die Metallschicht mit der Zeit Veränderungen erfahren. Diese Veränderungen beruhen darauf, dass die Schichten zerbersten. Da die Doppelbrechung unabhängig von der Zeit ist, nach welcher die Schicht gebildet ist, müssen die entstandenen Risse ungeordnet verlaufen. Platinschichten enthalten Wasserstoff. Verschwindet dieser, ändert sich das Volumen des Metallbeschlages. Platinschichten können also auch aus dieser Ursache zerbersten. Die Experimente zeigen, dass die Metallpartikel von der Kathode die Glasplatte unter einem grossen Einfallswinkel treffen. Hierdurch werden die Risse, die in radialer Richtung gehen, in einer anderen Weise zugefüllt als die, welche in tangentialer Richtung verlaufen. — Ritzt man eine Metallschicht mit einem feinen Schmirgelpulver und lässt Metallpartikel rechtwinklig an die Schicht fallen, wird die Doppelbrechung immer kleiner. In einer ähnlichen Weise verhalten sich bei Zerstäubung die vorher genannten radial verlaufenden Risse.

Mit Ausgangspunkt von diesen beiden Annahmen kann man eine wahrscheinliche Erklärung über all die verschiedenen Eigen-

schaften geben, die kathodenzerstäubte Metallschichten zeigen. Dass Metallschichten, die die angenommene Struktur haben, sowohl Phasen- als Amplitudeneffekt verursachen, wissen wir aus der Untersuchung, die ich an geritzten Spiegeln gemacht habe. Dass die Achsen der Doppelbrechung immer parallel und rechtwinklig zu der Bewegungsrichtung der einfallenden Partikel liegen, erfolgt unmittelbar.

Die Bedingung dafür, dass Doppelbrechung entstehen soll, ist nach der Annahme, dass die Mehrzahl der einfallenden Partikel das Glas in derselben Richtung treffen. Wird der Druck im Entladungsrohre höher, wächst die Anzahl Zusammenstösse zwischen den Metallteilchen und Gasmolekülen. Hierdurch zerstreuen sich die Partikel in allen Richtungen, was die Folge hat, dass die Doppelbrechung abnimmt, wenn der Druck wächst.

Nach Werner und anderen weiss man, dass die Veränderungen, die kathodenzerstäubte Metallschichten erfahren, in hohem Grade von den Eigenschaften der Fläche abhängen, an der die Schichten sich bilden. Wenn Gas am Glase da ist, kann dieses durch die Schicht herausdringen und diese zersprengen. Da diese Veränderungen nach der Annahme eine der Ursachen der Doppelbrechung ist, sieht man ein, dass die Doppelbrechung von den Eigenschaften der Fläche abhängen muss.

Bei sehr dünnen Schichten hat man gefunden, dass die Veränderungen unerhört schnell vor sich gehen. Aus dem oben Erwähnten geht auch hervor, warum dünne Schichten immer doppelbrechend sind. Lässt man die Dicke der Schicht schnell wachsen, hat die Schicht nicht Zeit genug, um so sehr zu zerbersten. Die Ritzen, die vorhanden sind, können von der grossen Anzahl Metallpartikel, die das Glas treffen, zugefüllt werden. Dies giebt darüber Erklärung, warum die Doppelbrechung bisweilen abnimmt oder vollkommen verschwindet, wenn die Dicke wächst. Man sieht auch unmittelbar ein, dass die Doppelbrechung grösser werden muss, wenn die Schicht in Perioden hergestellt wird. Warum das Maximum der Doppelbrechung immer weiter von der Kathode entfernt wird, kann man ohne Schwierigkeit einsehen.

Goldschichten zeigen oft einen kleinen oder keinen Phaseneffekt. Dies kann von den optischen Konstanten abhängen, aber die Ursache könnte auch sein, dass die Veränderungen der Goldschichten klein sind oder langsam geschehen. Dank den Untersuchungen Werners über Empfindlichkeitsänderungen bei licht-

elektrischer Elektronenemission weiss man, dass verschiedene Metalle in dieser Hinsicht sich sehr abweichend verhalten. Gold ist das Metall, worin die Veränderungen am kleinsten sind.

Wir nehmen an, dass wir eine Goldschicht solcher Dicke haben, dass die Doppelbrechung auf dem Wege ist zu verschwinden. Der Annahme nach soll die Dicke in den tangential verlaufenden Ritzen am kleinsten sein. Wenn man von jedem Oberflächenelement eine gleich dicke Metall-lagerung wegnimmt, erscheinen und vermehren sich die genannten Ritzen. Aus diesem verstehen wir, dass eine kleine Ätzung der Schicht die Doppelbrechung grösser machen muss.

In der Nähe der Kathode kann die Doppelbrechung verhältnismässig klein sein, denn die Partikel treffen das Glas unter einem fast rechten Winkel. Aber nicht alle Teile gehen senkrecht zur Ebene des Kathodenbleches aus. In der Nähe der Kathode kann daher die Doppelbrechung ein anderes Zeichen haben als weiter weg.

Granqvist hat nachgewiesen, dass die Doppelbrechung sehr klein wird, wenn das Glas, an dem die Metallschicht gebildet wird, sich in einem grossen Abstand von der Kathode befindet. Dies beruht darauf, dass der Weg, den die Partikel gehen, lang wird, gleichzeitig damit, dass der Einfallswinkel klein wird.

Es ergiebt sich ohne weiteres, dass die Anzahl und Grösse der Ritzen von dem Abstand von der Kathode abhängen. Diese beiden Faktoren wirken auf die Doppelbrechung ein, die daher in allen verschiedenen Punkten derselben Schicht verschieden ist.

Nach dem gemachten Messungen in geritzten Spiegeln wissen wir, dass die optischen Konstanten der Schicht in hohem Grade auf die Doppelbrechung einwirken. Auch in kathodenzerstäubten Spiegeln ist die Doppelbrechung für verschiedene Metalle und Farben verschieden. Die Ursache der Doppelbrechung muss dieselbe für verschiedene Farben sein. Da die Phasendifferenz bei Silberschichten in demselben Punkt positiv für Rot, negativ für Grün und Blau aber sein kann, zeigt dies, dass die Zeichenänderung von der Grösse der Ritzen, und möglicherweise auch von ihrer Anzahl abhängt. Dagegen ist es ausgeschlossen, dass die Struktur in die entgegengesetzte umgewandelt worden ist. Die negative Doppelbrechung erscheint nur, unmittelbar bevor die Doppelbrechung bei fortgesetztem Zuwachs der Dicke verschwindet.

Werden die Schichten periodenweise hergestellt, wird die Doppelbrechung immer in allen Metallschichten positiv, d. h. die Komponente den Ritzen parallel schwingt hat grössere Geschwindigkeit als die rechtwinklig zu denselben schwingende. Dies ist in vollkommener Übereinstimmung mit den Erscheinungen bei geritzten Spiegeln.

In geritzten wie in kathodenzerstäubten Spiegeln wird die Phasendifferenz sehr klein, wenn die Schicht in Jodid ungewandelt wird. Das Zeichen ändert sich immer zu dem entgegengesetzten, und die Phasendifferenz wird für kurze Wellenlängen am grössten.

Als eine bemerkenswerte Eigenschaft bei doppelbrechenden Metallschichten weist Dessau darauf hin, dass die radial schwingende Komponente die grösste Geschwindigkeit bei Reflexion an der Metallseite hat, während das Verhältnis bei durchgehendem Licht das entgegengesetzte ist. Drude[1] hat untersucht, in welchem Grad die Phasendifferenz eines geritzten Spiegels auf der Richtung der Ritzen beruht. Wenn die Ritzen rechtwinkelig zu der Einfallsebene verlaufen, ist die Phasendifferenz zwischen der rechtwinkelig zur Einfallsebene und derselben parallel polarisierten Komponente kleiner, als wenn der Spiegel glatt ist. Aus diesem können wir folgendem Schluss ziehen. Die Komponente, die rechtwinkelig zu den Ritzen schwingt, hat grössere Geschwindigkeit als die denselben parallel schwingende. Der Annahme nach verlaufen die Risse in doppelbrechenden kathodenzerstäubten Metallschichten tangential. Die genannten Versuche von Dessau und Drude sind also vollkommen analog.

In geritzten wie in kathodenzerstäubten Spiegeln ist die Dispersion der Phasendifferenz bei Gold und Kupfer annähernd gleich.

Werden die Schichten in Perioden hergestellt, wird die Ähnlichkeit der zwei Arten doppelbrechender Spiegel immer grösser. Je länger die Zeit ist, die zwischen den Entladungen vergeht, je mehr zerbirst die Schicht, und je grösser können die Ritzen werden. Wenn eine Metallschicht von Kathodenstrahlen bombardiert wird, ist es wahrscheinlich, dass dieselbe beträchtlich zerbirst. Wenn die Metallpartikel unter einem grossen Einfallswinkel auf eine derartige Schicht herabfallen, wird diese doppelbrechend, und in Bezug auf Palladium geht aus Tabelle 17 hervor, dass die Phasendifferenz für blaues Licht am grössten ist.

Für Wismut, Platin und Palladium ist der Amplitudeneffekt immer bei geritzten wie bei kathodenzerstäubten Spiegeln negativ,

[1] P. Drude, Ann. d. Phys. *39*. p. 498. 1890.

und der Amplitudeneffekt ist für rotes Licht am grössten. Gold, Kupfer und Silber zeigen bei doppelbrechenden Metallschichten beider Arten sowohl positiven als negativen Amplitudeneffekt.

Ich bin der Ansicht, dass es aus dem Erwähnten hervorgeht, dass die Doppelbrechung in kathodenzerstäubten Metallschichten von ultramikroskopischen Rissen, die rechtwinkelig zu der Bewegungsrichtung der einfallenden Partikel gehen, abhängt.

Kaempf und Rumpelt glauben, dass die Doppelbrechung in kathodenzerstäubten Metallschichten auf keiner Art Gitterstruktur beruhen kann. Als einen Grund dieser Behauptung nennen sie, dass die Doppelbrechung nach Jodieren verschwindet; dass Silber und Platin sehr von einander abweichende Absorptionsverhältnisse zeigen, und dass der Schwingungs- und Absorptionszustand wesentlich durch die optischen Konstanten des Materials bestimmt ist. Aus dem, was ich vorher gesagt habe, geht hervor, dass all diese Bemerkungen unbefugt sind.

Rumpelt sagt: »Man kann sich die noch ganz unbekannte Struktur am einfachsten ersetzt denken, durch den idealen Fall aneinander gelagerter gleichgrosser Würfel mit Zwischenräumen, die klein sind gegen die Kantenlänge und in den drei Hauptachsenrichtungen der Würfel verschieden gross sind. Unter diesen Voraussetzungen lässt sich die Berechnung des Feldes und damit der Dielektrizitätskonstanten in den drei ausgezeichneten Richtungen leicht durchführen, und man erhält dieselbe Beziehungen, wie sie für die lamellare Doppelbrechung gelten und von Wiener[1] abgeleitet sind.«

Mit Hilfe der Grenzbedingungen und der Energiegleichung behandelt Wiener die Theorie eines Körpers, der aus mehreren einander parallelen Schichten von verschiedener Dielektrizitätskonstante ε_1 und ε_2 besteht. Diesen Körper denkt er sich durch eine kristallinische Substanz ersetzt, deren Hauptdielektrizitätskonstanten ε_0 und ε_a sind. Ist die Dicke beider Art Schichten d_1 und d_2, und $\delta_1 = \frac{d_1}{d_1 + d_2}$; $\delta_2 = \frac{d_2}{d_1 + d_2}$ gilt für den Fall, dass die elektrischen Kraftlinien den Grenzflächen der Schichten parallel sind:

$$\varepsilon_0 = \delta_1 \varepsilon_1 + \delta_2 \varepsilon_2 ;$$

[1] O. Wiener, Phys. Zeitschr. 5. p. 332. 1904.

und wenn die Kraftlinien senkrecht zu den Flächen der Schichten stehen:

$$\frac{1}{\varepsilon_a} = \frac{\delta_1}{\varepsilon_1} + \frac{\delta_2}{\varepsilon_2} \; ;$$

Nehmen wir an, dass die Schicht tangential verlaufende Risse hat, gelten diese Formeln. Rumpelt hat nachgewiesen, dass sie appr. geschrieben werden können:

$$n_r - n_t = n \left(3k^2 + 2 - n^2 - \frac{1}{n^2 + k^2}\right) \frac{\delta_1}{2} \; ;$$

$$k_r - k_t = k \left(k^2 + 2 - 3n^2 + \frac{1}{n^2 + k^2}\right) \frac{\delta_1}{2} \; ;$$

Für dielektrische Schichten gelten die Gleichungen:

$$n_r - n_t = - n \left(n - \frac{1}{n}\right)^2 \frac{\delta_1}{2} \; ;$$

$$k_r - k_t = - k \left(n - \frac{1}{n}\right) \left(3n + \frac{1}{n}\right) \frac{\delta_1}{2} \; .$$

Diese Formeln sind nur als eine grobe erste Approximation zu betrachten. Man hat z. B. keine Rücksicht darauf genommen, dass eine Welle an jeder Grenzfläche der Schichten reflektiert werden muss. Ausserdem wird vorausgesetzt, dass die mit einander wechselnden Schichten eine konstante Dicke haben.

Die Wienerschen Formeln stimmen zum Teil mit den Eigenschaften überein, die man experimentell bei doppelbrechenden Schichten gefunden hat. Da $n_r - n_t > 0$, hat die Komponente, die in der Richtung des Tangenten schwingt, grössere Geschwindigkeit als die, welche in derjenigen des Radius schwingt. Ist n klein im Vergleich zu k soll $k_r - k_t > 0$. Dieses tritt gewöhnlich bei Goldschichten ein. Für grosse Werte von n wird $k_r - k_t < 0$. Bei dielektrischen Schichten hat die Phasendifferenz demjenigen in Metallschichten entgegengesetztes Zeichen, und die Phasendifferenz ist für grosse Werte vom Brechungsindex am grössten.

In mehreren Fällen giebt es keine Übereinstimmung zwischen den experimentellen Resultaten und den oben erwähnten Wienerschen Formeln. Wenn $n_r - n_t < 0$, muss $k_r - k_t < 0$. Silberspie-

gel mit negativer Phasendifferenz dagegen verursachen einen positiven Amplitudeneffekt. Die negative Phasendifferenz, die bei Silber erscheint, kann man ebensowenig mit Hilfe diesen Formeln erklären wie die Variation der Dispersion mit dem Abstand von der Kathode.

6. Die Ursache der Doppelbrechung in den s. g. »Braunschen Zerstäubungsgittern».

Sendet man eine kräftige Kondensatorentladung durch einen feinen Draht, der über eine Glasplatte gespannt ist, erhält man einen doppelbrechenden Metallbeschlag. Braun[1] fand, dass in durchgehendem polarisiertem Licht der elektrische Vektor leichter hindurchgeht, wenn dieser dem Draht, der zerstäubt wird, parallel als wenn er senkrecht dazu schwingt. Die erstere Richtung nennen wir der Kürze wegen tangential, die letztere radial. Ungerer[2] wies nach, dass bei allen Präparaten und allen Metallen der radial schwingende Strahl gegen den senkrecht dazu liegenden beschleunigt ist. Braun sagt (p. 274 l. c.): »Die Silberzerstäubungen zeigen wie mit einem Pinsel hingewischte Partien, welche eine Art depolarisierende Wirkung ausüben (Reflexion an kleinen Metallnadeln?) Diese sind sehr störend, wenn man beurteilen will, ob das durchgegangene Licht linear polarisiert ist». Dies führte mich zu dem Gedanken, dass die Doppelbrechung in den »Braunschen Zerstäubungsgittern» vielleicht nur in den radial gehenden Ritzen ihren Grund hat. Dass dies der Fall ist, geht aus dem Folgenden hervor.

Infolge des Krieges war es mir nicht möglich, das Drahtmaterial anzuschaffen, das wünschenwert gewesen wäre, und darum nicht die Versuche in so hohem Grade zu variieren, wie ich es hätte machen sollen. Die Versuchsanordnung war dieselbe, welche von Toepler[3] angegeben ist. Ich untersuchte den Phasen- und Amplitudeneffekt in Schichten aus Nickel, Eisen, Silber, Kupfer und Platin für verschiedene Farben. Das Resultat geht aus Tabelle 21 hervor.

---

[1] F. Braun, l. c.
[2] A. Ungerer, Ann. d. Phys. 46. p. 130. 1915.
[3] M. Toepler, Ann. d. Phys. 65. p. 874. 1898.

Tabelle 21.

Substanz	$\Delta_{\lambda=618}$	$\Delta_{\lambda=456}$	$2\Omega_{\lambda=618}$	$2\Omega_{\lambda=456}$
Nickel	11′	9′	48′	36′
Eisen	1°14′	1°25′	1°36′	1°0′
Silber	33′	44′	30′	24′
Kupfer	16′	7′	—	—
Platin	—	—	18′	12′

Die radiale Komponente wird in höherem Grade absorbiert und hat grössere Geschwindigkeit als die tangentiale. Wenn die

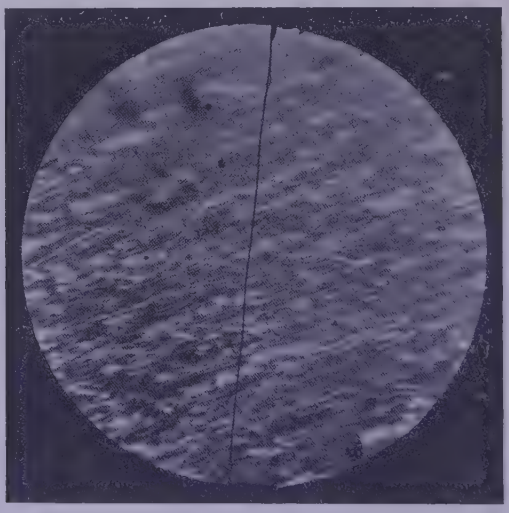


Fig. 7.

Schicht radial verlaufende Ritzen hat, ist dies in vollkommener Übereinstimmung mit den Resultaten, die ich vorher in Bezug auf geritzte Spiegel erhalten habe. Bei geritzten Silberspiegeln habe ich nachgewiesen, dass verschiedene Teile des Spektrums einen entgegengesetzten Amplitudeneffekt geben können. Braun sagt (p. 11, Anm. 1. l. c.), dass er einen Silberspiegel gefunden hat. der einen Effekt, allen anderen entgegengesetzt, zeigte.

Wie bei geritzten Spiegeln ist der Amplitudeneffekt immer für rotes Licht am grössten. Die Phasendifferenz in Kupferschichten ist mehr als doppelt grösser für 618 $\mu\mu$ als für 456 $\mu\mu$, während die Phasendifferenz in Silberschichten für kurze Wellenlängen am grössten ist.

Mikroskopisch habe ich mehrere Metallschichten untersucht, die in der angegebenen Weise hergestellt worden sind, und bei allen radial gehende Ritzen deutlich gesehen. Fig. 7 giebt eine Reproduktion photographischer Aufnahme einer Metallschicht, durch einen zerstäubten Draht hergestellt. Die verwendete linear Vergrösserung war 250-fach. Am Bilde sieht man mehrere nicht

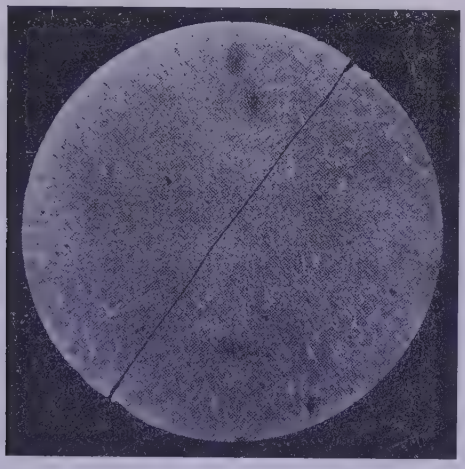


Fig. 8.

gleich lange parallel gehende Ritzen. Durch Verminderung der verwendeten Kapazität wurden die Ritzen kürzer.

Wie diese Ritzen entstehen, sieht man unmittelbar ein, wenn man Fig. 8 betrachtet, die auch eine photographische Reproduktion ist. In demjenigen Ende jeder Ritze, das von dem zerstäubten Draht gekehrt ist, ist eine kleine Anhäufung von Metall. Es ist offenbar, dass sich am Glase zuerst ein dünner Metallbeschlag gebildet hat, in dem die von dem Draht später hinausgeschleuderten Partikel Furchen pflügen, welche die Bahnen der Partikel auf der Glasoberfläche markieren.

Ambronn[1] fand bei dünnen Silberspiegeln auf Zelluloidfilms Pleochroismus bei einer beträchtlichen Deformation der Unterlage. Dieser kommt nach seiner Ansicht dadurch zustande, dass die vorher ungeordneten doppelbrechenden Metallkristalle durch die Deformation gleich gerichtet werden. Aus dem vorher Erwähnten versteht sich unmittelbar, dass die genannte Erscheinung nur darauf beruht, dass der Spiegel bei einer Dehnung von etwa 20 Proz. zerbirst.

Zusammenfassung.

1. Für den Braceschen Kompensator wurde die Theorie ausführlich entwickelt. Aus den Formeln ging hervor, dass man mittels dieser Anordnung die Phasendifferenz misst, davon unabhängig, dass das kristallinische Medium die Polarisationsebene dreht oder die beiden Komponenten verschieden absorbiert.

2. Ein praktisches Verfahren diese Methode anzuordnen wurde ausgearbeitet.

3. Drei verschiedene Methoden sind angegeben worden, um Phasendifferenzen zu messen. Mit Hilfe derselben kann man alle beliebigen Phasendifferenzen in dem Interwall $10'' - 85^0$ genau bestimmen.

4. Ein zweckmässiges Schema wurde ausgearbeitet um das Instrument zu justieren und graduieren. Hierbei wurden zwei neue Methoden, mittels welcher die eingehenden Konstanten sehr genau bestimmt wurden, angegeben. Eine neue Methode zu entscheiden, für welche Wellenlänge eine Glimmerplatte eine Phasendifferenz von exakt 90^0 verursacht, wurde beschrieben.

5. Die Methode wird am empfindlichsten, wenn der empfindliche Streifen eine Phasendifferenz von $1^0 - 2^0{,}30'$ für rotes Licht verursacht. Bei Messung von sehr kleinen Phasendifferenzen soll man einen Kompensator verwenden, der eine Phasendifferenz von $4^0 - 6^0$ für rotes Licht verursacht. Das Resultat ist von der Stellung des Polarisators unabhängig. Durch Drehung desselben in der Weise, dass das Gesichtsfeld möglichst dunkel bleibt, wächst

[1] H. Ambronn, Phys. Zeitschr. 8. p. 665. 1907; H. Ambronn u. R. Zsigmondy, Ber. d. Sächs. Ges. d. Wiss. 51, Naturw. Teil, 13, 1899.

in hohem Grade die Empfindlichkeit und dass Messgebiet der verschiedenen Methoden.

6. Indem man zwischen den Polarisator und den empfindlichen Streifen eine beliebige Glimmerplatte im Azimut 0^0 einführt, erhält man aus der Drehung des Polarisators die Drehung der Polarisationsebene in einer aktiven Substanz für jede beliebige Farbe. Wird dagegen der Kompensator gedreht, bis man gleiche Helligkeit über dem ganzen Gesichtsfeld erhält, kann man genau Drehungen bestimmen, die nur einige Sekunden betragen.

7. Ist die eingeführte Glimmerplatte eine $\frac{\lambda}{4}$-Platte, erhält man durch gleichzeitige Drehung des Polarisators und des kristallinischen absorbierenden Stoffs, das Verhältnis zwischen den Amplituden. Werden der empfindliche Streifen, Kompensator und Analysator so gedreht, dass das Gesichtsfeld möglichst dunkel bleibt, ist die Empfindlichkeit von der Elliptizität unabhängig.

8. Die von der Kathode her kommenden Metallpartikel gehen fast rechtwinkelig zu der Fläche der Kathode aus. Ein Teil von diesen haben eine grosse Bewegungsenergie und treffen eine Glasplatte, die rechtwinkelig zur Ebene des Kathodenblechs liegt, unter einem grossen Einfallswinkel.

9. Eine geeignete Methode durch Kathodenzerstäubung grosse metallglänzende Metallspiegel an Glas herzustellen und eine geeignete Form des Entladungsrohres, ist angegeben worden.

10. Dünne geritzte Schichten aus Metall oder Dielektrika sind doppelbrechend. Die Eigenschaften derselben sind experimentell für verschiedene Metalle und Farben bestimmt worden.

11. Die Doppelbrechung in kathodenzerstäubten Metallschichten beruhen auf mehreren Faktoren. Welche Wirkung diese haben, ist nachgewiesen worden. Die Eigenschaften der Doppelbrechung ist durch Messungen bei Schichten aus verschiedenen Metallen und für verschiedene Teile des Spektrums studiert worden.

12. Aus den Experimenten geht hervor, dass die Doppelbrechung in kathodenzerstäubten Metallschichten von ultramikroskopischen Rissen, die senkrecht zur Bewegungsrichtung der einfallenden Partikel verlaufen, abhängt. Diese orientierten Risse entstehen wahrscheinlich dadurch, dass die Metallpartikel hauptsächlich in derselben Weise und unter einem grossen Einfallswinkel die Glasplatte treffen.

13. Die Doppelbrechung in den s. g. Braunschen Gittern hängt von Ritzen ab, die rechtwinkelig zu dem Draht, der zerstäubt wird, gehen. Diese Ritzen entstehen dadurch, dass sich am Glase zuerst ein dünner Metallbeschlag bildet, worin die von dem Draht hinausgeschleuderten Partikel Furchen machen.

14. Der Pleochroismus, der sich bei Ambronns Dehnungsversuchen ergiebt, wird von Rissen verursacht, die bei der grossen Deformation der Zelluloidhaut entstehen.